

IN THE UNITED STATES PATENT AND TRADEMARK OFFICE

In re the Application of:

TOMOSHIGE YAMAMOTO

Application No.:

Filed:

For: **electromagnetic flowmeter**

Art Group:

Examiner:

Commissioner for Patents
P.O. Box 1450
Alexandria, VA 22313-1450

REQUEST FOR PRIORITY

Sir:

Applicant respectfully requests a convention priority for the above-captioned application, namely:

COUNTRY	APPLICATION NUMBER	DATE OF FILING
Japan	2002-272914	19 September 2002

A certified copy of the document is being submitted herewith.

Respectfully submitted,

Blakely, Sokoloff, Taylor & Zafman LLP



Eric S. Hyman, Reg. No. 30,139

Dated: 9/17/03

12400 Wilshire Blvd., 7th Floor
Los Angeles, California 90025
Telephone: (310) 207-3800

日本国特許庁
JAPAN PATENT OFFICE

別紙添付の書類に記載されている事項は下記の出願書類に記載されている事項と同一であることを証明する。

This is to certify that the annexed is a true copy of the following application as filed with this Office.

出願年月日 2002年 9月19日
Date of Application:

出願番号 特願2002-272914
Application Number:

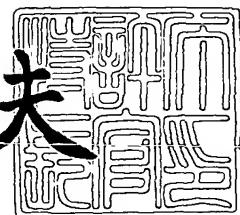
[ST. 10/C] : [JP2002-272914]

出願人 株式会社山武
Applicant(s):

2003年 8月27日

特許庁長官
Commissioner,
Japan Patent Office

今井康夫



【書類名】 特許願

【整理番号】 20020183

【提出日】 平成14年 9月19日

【あて先】 特許庁長官殿

【国際特許分類】 G01F 1/58

【発明者】

【住所又は居所】 東京都渋谷区渋谷2丁目12番19号 株式会社 山武
内

【氏名】 山本 友繁

【特許出願人】

【識別番号】 000006666

【氏名又は名称】 株式会社 山武

【代理人】

【識別番号】 100064621

【弁理士】

【氏名又は名称】 山川 政樹

【電話番号】 03-3580-0961

【手数料の表示】

【予納台帳番号】 006194

【納付金額】 21,000円

【提出物件の目録】

【物件名】 明細書 1

【物件名】 図面 1

【物件名】 要約書 1

【包括委任状番号】 9722147

【プルーフの要否】 要

【書類名】 明細書

【発明の名称】 電磁流量計

【特許請求の範囲】

【請求項 1】 被測定流体が流れる測定管と、

前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによつて生じた起電力を検出する電極と、

前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、

前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって振幅変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、

前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、

前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第2の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、

この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えることを特徴とする電磁流量計。

【請求項 2】 請求項1記載の電磁流量計において、

前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 $R_a m$ と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第2の磁場の振幅変調指数 m_a とから、前記流体の流量を $\alpha \times \omega_0 \{-8 \sin(\theta_2) + R_a m m_a (16 - R_a m^2 m_a^2)^{1/2}\} / \{8 + 8 \cos(\theta_2) - R_a m^2 m_a^2\}$ (α は係数) により算出することを特徴とする電磁流量計。

【請求項 3】 被測定流体が流れる測定管と、

前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによつて生じた起電力を検出する電極と、

前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、

前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって振幅変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、

前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、

前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して、前記第1の励磁コイルに供給される第1の励磁電流と前記起電力から分離した第1の周波数の成分との間で第1の位相差を求めると共に、前記第2の励磁コイルに供給される第2の励磁電流から前記第1の周波数と前記第2の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離し、前記起電力から前記和の周波数または差の周波数の成分を分離して、前記第2の励磁電流から分離した成分と前記起電力から分離した成分との間で同一周波数について第2の位相差を求める信号変換部と、

この信号変換部によって求められた第1の位相差と第2の位相差に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えることを特徴とする電磁流量計。

【請求項4】 請求項3記載の電磁流量計において、

前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた第1の位相差 ϕ_{0r} と第2の位相差 ϕ_{am} と、前記第1の周波数 ω_0 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 とから、前記流体の流量を $\alpha \times \omega_0 \tan(\pi/2 + \phi_{am} - \phi_{0r} - \theta_2/2)$ (α は係数) により算出することを特徴とする電磁流量計。

【請求項5】 被測定流体が流れる測定管と、

前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによって生じた起電力を検出する電極と、

前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって振幅変調した第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、

前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を前記変調波に対して同一周波数で逆位相の変調波によって振幅変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、

前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、

前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第2の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、

この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えることを特徴とする電磁流量計。

【請求項 6】 請求項5記載の電磁流量計において、

前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 R_{am} と、前記第1の磁場の搬送波成分と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の振幅変調指数 m_a とから、前記流体の流量を $\alpha \times \{R_{am} m_a \cos(\theta_2/2) - 2 \sin(\theta_2/2)\} / \{R_{am} m_a \sin(\theta_2/2) + 2 \cos(\theta_2/2)\}$ (α は係数) により算出することを特徴とする電磁流量計。

【請求項 7】 被測定流体が流れる測定管と、

前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによって生じた起電力を検出する電極と、

前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、

前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって位相変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、

前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、

前記第2の周波数の整数倍の周波数を第3の周波数としたとき、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第3の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、

この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えることを特徴とする電磁流量計。

【請求項 8】 請求項7記載の電磁流量計において、

前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 R_{pm} と、前記第1の周波数 ω_0 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第2の磁場の位相変調指数 m_p と、第1種ベッセル関数 $J_n(m_p)$ ($n = 0, 1$) とから、前記流体の流量を $\alpha \times [\omega_0 \{-2J_0(m_p)s_i n(\theta_2) + \{2J_0(m_p)^2 - J_0(m_p)^4 + 2J_0(m_p)^2 J_1(m_p)^2 R_{pm} m^2 - 1 + 2J_1(m_p)^2 R_{pm} m^2 - J_1(m_p)^4 R_{pm} m^4\}^{1/2}\}] / \{J_0(m_p)^2 + 1 + 2J_0(m_p) \cos(\theta_2) - J_1(m_p)^2 R_{pm} m^2\}$ (α は係数) により算出することを特徴とする電磁流量計。

【請求項9】 被測定流体が流れる測定管と、

前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによって生じた起電力を検出する電極と、

前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって位相変調した第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、

前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を前記変調波に対して同一周波数で逆位相の変調波によって位相変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、

前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、

前記第2の周波数の整数倍の周波数を第3の周波数としたとき、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第3の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、

この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えることを特徴とする電磁流量計。

【請求項10】 請求項9記載の電磁流量計において、

前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 R_{pm} と、前記第1の周波数 ω_0 と、前記第1の磁場の搬送波成分と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の位相変調指数 m_p と、第1種ベッセル関数 $J_n(m_p)$ ($n = 0, 1$) とから、前記流体の流量を α

$\times \omega_0 [\vdash \{J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) + J_1(m_p)^2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_2)\} R_p m^2 + J_1(m_p)^2 \sin(\theta_2) R_p m^2 + J_0(m_p)^2 \sin(\theta_2)] + 2 [J_0(m_p) J_1(m_p) \{\cos(\theta_2) + 1\} R_p m] / \{2 J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2) + J_0(m_p)^2 + J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2)^2 - J_1(m_p)^2 R_p m^2 + J_1(m_p)^2 \cos(\theta_2)^2 R_p m^2\}$ (α は係数) により算出することを特徴とする電磁流量計。

【請求項11】 被測定流体が流れる測定管と、

前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによつて生じた起電力を検出する電極と、

前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、

前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって周波数変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、

前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、

前記第2の周波数の整数倍の周波数を第3の周波数としたとき、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第3の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、

この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えることを特徴とする電磁流量計。

【請求項12】 請求項11記載の電磁流量計において、

前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 $R_f m$ と、前記第1の周波数 ω_0 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第2の磁場の周波数変調指数 m_f と、第1種ベッセル関数 $J_n(m_f)$ ($n = 0, 1$) とから、前記流体の流量を $\alpha \times [\omega_0 \{-2 J_0(m_f) \sin(\theta_2) + \{2 J_0(m_f)^2 - J_0(m_f)^4 + 2 J_0(m_f)^2 J_1(m_f)^2 R_f m^2 - 1 + 2 J_1(m_f)^2 R_f m^2 - J_1(m_f)^4 R_f m^4\}^{1/2}\}] / \{J_0(m_f)^2 + 1 + 2 J_0(m_f) \cos(\theta_2) - J_1(m_f)^2 R_f m^2\}$ (α は係数) に

より算出することを特徴とする電磁流量計。

【請求項 1 3】 被測定流体が流れる測定管と、

前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによつて生じた起電力を検出する電極と、

前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって周波数変調した第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、

前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を前記変調波に対して同一周波数で逆位相の変調波によって周波数変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、

前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、

前記第2の周波数の整数倍の周波数を第3の周波数としたとき、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第3の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、

この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えることを特徴とする電磁流量計。

【請求項 1 4】 請求項13記載の電磁流量計において、

前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 $R_f m$ と、前記第1の周波数 ω_0 と、前記第1の磁場の搬送波成分と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の周波数変調指数 m_f と、第1種ベッセル関数 $J_n(m_f)$ ($n = 0, 1$) とから、前記流体の流量を $\alpha \times \omega_0 [- \{ J_0(m_f)^2 \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) + J_1(m_f)^2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_2) \} R_f m^2 + J_1(m_f)^2 \sin(\theta_2) R_f m^2 + J_0(m_f)^2 \sin(\theta_2)] + 2 [J_0(m_f) J_1(m_f) \{ \cos(\theta_2) + 1 \} R_f m] / \{ 2 J_0(m_f)^2 \cos(\theta_2) + J_0(m_f)^2 + J_0(m_f)^2 \cos(\theta_2)^2 - J_1(m_f)^2 R_f m^2 + J_1(m_f)^2 \cos(\theta_2)^2 R_f m^2 \}$ (α は係数) により算出することを特徴とする電磁流量計。

【発明の詳細な説明】

【0001】**【発明の属する技術分野】**

本発明は、測定管内を流れる被測定流体の流量を計測する電磁流量計に係り、特に正確な流量計測を実現することができる励磁方式と信号処理方式に関するものである。

【0002】**【従来の技術】**

電磁流量計は、測定管内を流れる導電性の被測定流体の流量を電磁誘導現象を利用して電気信号に変換して測定するものである。図11に従来の電磁流量計の構成を示す。この電磁流量計は、被測定流体が流れる測定管11と、被測定流体に印加される磁場および測定管11の軸PAXの双方と直交し、かつ被測定流体と接触するように測定管11に対向配置され、前記磁場と被測定流体の流れとによって生じた起電力を検出する一対の電極12a, 12bと、電極12a, 12b間を結ぶ電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場を被測定流体に印加する励磁コイル13と、電極12a, 12b間の起電力を検出する信号変換部15と、信号変換部15によって検出された電極間起電力から被測定流体の流量を算出する流量出力部16とを有している。

【0003】

図11の電磁流量計では、測定管軸PAXの方向と直交する、電極12a, 12bを含む平面PLNを測定管11の境としたとき、この平面PLNを境とする測定管11の前後で対称な磁場が被測定流体に印加される。また、励磁コイル13の励磁方式には、正弦波励磁方式と矩形波励磁方式とがある（例えば、非特許文献1参照）。

【0004】**【非特許文献1】**

社団法人日本計量機器工業連合会編、「計装エンジニアのための流量計測 A to Z」、工業技術社、1995年、p. 143-160

【0005】**【発明が解決しようとする課題】**

励磁コイルの励磁電流に正弦波を用いる正弦波励磁方式には、商用周波数ノイズの影響を受けやすいという欠点があるが、この欠点は励磁電流の周波数を高くした高周波励磁方式によって解決することができる。また、高周波励磁方式には、電気化学ノイズやスパイクノイズといった $1/f$ ノイズに強いという利点があり、さらに応答性（流量変化に対し流量信号を素早く追従させる特性）を向上させることができるという利点がある。

【0006】

しかしながら、従来の正弦波励磁方式では、同相成分のノイズの影響を受けやすいという問題点があった。同相成分のノイズとしては、例えば被測定流体に印加する磁場の振幅のシフトがある。従来の電磁流量計では、励磁コイルに供給する励磁電流の振幅が電源電圧のふらつき等の理由により変動（シフト）して、被測定流体に印加する磁場の振幅がシフトすると、電極間起電力の振幅が変化し、シフトの影響による流量計測誤差が発生する。このような同相成分のノイズは高周波励磁方式を用いても除去することができない。

【0007】

これに対して、励磁コイルに供給する励磁電流に矩形波を用いる矩形波励磁方式の場合、同相成分のノイズに強いという利点がある。しかしながら、矩形波励磁方式は、磁場の変化がなくなったところで電極間起電力を検出するという手法をとっているため、励磁電流が高周波になると、検出器に高い性能が要求される。さらに、矩形波励磁方式では、励磁電流が高周波になると、励磁コイルのインピーダンスや、励磁電流の応答性、磁場の応答性、励磁コイルのコアや測定管での過電流損失といった影響を無視できなくなり、矩形波励磁を維持することが難しくなる。結果として、矩形波励磁方式の場合、高周波励磁が難しく、流量変化に対する応答性の向上や $1/f$ ノイズの除去を実現できないという問題点があった。

【0008】

本発明は、上記課題を解決するためになされたもので、同相成分のノイズを除去して流量計測誤差を補正することができ、かつ高周波励磁を実現することができる電磁流量計を提供することを目的とする。

【'000'9】

【課題を解決するための手段】

本発明の電磁流量計は、被測定流体が流れる測定管と、前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによって生じた起電力を検出する電極と、前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって振幅変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第2の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えるものである。電源部は、第1の周波数の第1の励磁電流を前記第1の励磁コイルに供給すると共に、前記第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって振幅変調した第2の励磁電流を前記第2の励磁コイルに供給する。

また、本発明の電磁流量計の1構成例において、前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 R_{am} と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第2の磁場の振幅変調指数 m_a とから、前記流体の流量を $\alpha \times \omega_0 \{ -8 \sin(\theta_2) + R_{am} m_a (16 - R_{am}^2 m_a^2)^{1/2} \} / \{ 8 + 8 \cos(\theta_2) - R_{am}^2 m_a^2 \}$ (α は係数)により算出するものである。ここで、 α は予め定められた係数である。

【'0010】

また、本発明の電磁流量計は、被測定流体が流れる測定管と、前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによって生じた起電力を検出する電極と、前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の

周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって振幅変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して、前記第1の励磁コイルに供給される第1の励磁電流と前記起電力から分離した第1の周波数の成分との間で第1の位相差を求めると共に、前記第2の励磁コイルに供給される第2の励磁電流から前記第1の周波数と前記第2の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離し、前記起電力から前記和の周波数または差の周波数の成分を分離して、前記第2の励磁電流から分離した成分と前記起電力から分離した成分との間で同一周波数について第2の位相差を求める信号変換部と、この信号変換部によって求められた第1の位相差と第2の位相差に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えるものである。

また、本発明の電磁流量計の1構成例において、前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた第1の位相差 ϕ_{or} と第2の位相差 ϕ_{am} と、前記第1の周波数 ω_0 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 とから、前記流体の流量を $\alpha \times \omega_0 \tan(\pi/2 + \phi_{am} - \phi_{or} - \theta_2/2)$ (α は係数) により算出するものである。

【0011】

また、本発明の電磁流量計は、被測定流体が流れる測定管と、前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによって生じた起電力を検出する電極と、前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって振幅変調した第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を前記変調波に対して同一周波数で逆位相の変調波によって振幅変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第2の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め

、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えるものである。電源部は、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって振幅変調した第1の励磁電流を前記第1の励磁コイルに供給すると共に、前記第1の周波数の搬送波を前記第1の励磁電流の変調波成分と同一周波数で逆位相の変調波によって振幅変調した第2の励磁電流を前記第2の励磁コイルに供給する。

また、本発明の電磁流量計の1構成例において、前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 R_{am} と、前記第1の磁場の搬送波成分と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の振幅変調指数 m_a とから、前記流体の流量を $\alpha \times \{R_{am} m_a \cos(\theta_2/2) - 2 \sin(\theta_2/2)\} / \{R_{am} m_a \sin(\theta_2/2) + 2 \cos(\theta_2/2)\}$ （ α は係数）により算出するものである。

【0012】

また、本発明の電磁流量計は、被測定流体が流れる測定管と、前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによって生じた起電力を検出する電極と、前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって位相変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、前記第2の周波数の整数倍の周波数を第3の周波数としたとき、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第3の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えるものである。電源部は、第1の周波数の第1の励磁電流を前記第1の励磁コイルに供給すると共に、前記第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって位相変調した第2の励磁電流を前記第2の励磁コイルに供給する。

また、本発明の電磁流量計の1構成例において、前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 R_{pm} と、前記第1の周波数 ω_0 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第2の磁場の位相変調指数 m_p と、第1種ベッセル関数 $J_n(m_p)$ ($n = 0, 1$)とから、前記流体の流量を $\alpha \times [\omega_0 \{-2 J_0(m_p) \sin(\theta_2) + \{2 J_0(m_p)^2 - J_0(m_p)^4 + 2 J_0(m_p)^2 J_1(m_p)^2 R_{pm}^2 - 1 + 2 J_1(m_p)^2 R_{pm}^2 - J_1(m_p)^4 R_{pm}^4\}^{1/2}\}] / \{J_0(m_p)^2 + 1 + 2 J_0(m_p) \cos(\theta_2) - J_1(m_p)^2 R_{pm}^2\}$ (α は係数)により算出するものである。

【0013】

また、本発明の電磁流量計は、被測定流体が流れる測定管と、前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによって生じた起電力を検出する電極と、前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって位相変調した第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を前記変調波に対して同一周波数で逆位相の変調波によって位相変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、前記第2の周波数の整数倍の周波数を第3の周波数としたとき、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第3の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えるものである。電源部は、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって位相変調した第1の励磁電流を前記第1の励磁コイルに供給すると共に、前記第1の周波数の搬送波を前記第1の励磁電流の変調波成分と同一周波数で逆位相の変調波によって位相変調した第2の励磁電流を前記第2の励磁コイルに供給する。

また、本発明の電磁流量計の1構成例において、前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 R_{pm} と、前記第1の周波数 ω_0 と、前記

第1の磁場の搬送波成分と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の位相変調指数 m_p と、第1種ベッセル関数 J_n (m_p)($n = 0, 1$)とから、前記流体の流量を $\alpha \times \omega_0 [-\{J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) + J_1(m_p)^2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_2)\} R_p m^2 + J_1(m_p)^2 \sin(\theta_2) R_p m^2 + J_0(m_p)^2 \sin(\theta_2)\} + 2 |J_0(m_p) J_1(m_p) \{\cos(\theta_2) + 1\} R_p m|] / \{2 J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2) + J_0(m_p)^2 + J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2)^2 - J_1(m_p)^2 R_p m^2 + J_1(m_p)^2 \cos(\theta_2)^2 R_p m^2\}$ (α は係数)により算出するものである。

【0014】

また、本発明の電磁流量計は、被測定流体が流れる測定管と、前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによって生じた起電力を検出する電極と、前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって周波数変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、前記第2の周波数の整数倍の周波数を第3の周波数としたとき、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第3の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えるものである。電源部は、第1の周波数の第1の励磁電流を前記第1の励磁コイルに供給すると共に、前記第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって周波数変調した第2の励磁電流を前記第2の励磁コイルに供給する。

また、本発明の電磁流量計の1構成例において、前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 $R_f m$ と、前記第1の周波数 ω_0 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第2の磁場の

周波数変調指数 m_f と、第1種ベッセル関数 $J_n(m_f)$ ($n = 0, 1$) とから、前記流体の流量を $\alpha \times [\omega_0 \{-2 J_0(m_f) \sin(\theta_2) + 12 J_0(m_f) \\ 2 - J_0(m_f)^4 + 2 J_0(m_f)^2 J_1(m_f)^2 R_f m^2 - 1 + 2 J_1(m_f)^2 R_f m \\ 2 - J_1(m_f)^4 R_f m^4\}^{1/2}\}] / \{J_0(m_f)^2 + 1 + 2 J_0(m_f) \cos(\theta_2) - J_1(m_f)^2 R_f m^2\}$ (α は係数) により算出するものである。

【0015】

また、本発明の電磁流量計は、被測定流体が流れる測定管と、前記測定管に配設され、前記流体に印加される磁場と前記流体の流れとによって生じた起電力を検出する電極と、前記測定管の軸方向と直交する、前記電極を含む平面から離して配設され、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって周波数変調した第1の磁場を前記流体に印加する第1の励磁コイルと、前記平面を挟んで前記第1の励磁コイルと異なる側に配設され、前記第1の周波数の搬送波を前記変調波に対して同一周波数で逆位相の変調波によって周波数変調した第2の磁場を前記流体に印加する第2の励磁コイルと、前記第1の励磁コイルと第2の励磁コイルに励磁電流を供給する電源部と、前記第2の周波数の整数倍の周波数を第3の周波数としたとき、前記電極で検出される起電力から前記第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、前記起電力から前記第1の周波数と前記第3の周波数との和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部と、この信号変換部によって求められた振幅の比率に基づいて前記流体の流量を算出する流量出力部とを備えるものである。電源部は、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって周波数変調した第1の励磁電流を前記第1の励磁コイルに供給すると共に、前記第1の周波数の搬送波を前記第1の励磁電流の変調波成分と同一周波数で逆位相の変調波によって周波数変調した第2の励磁電流を前記第2の励磁コイルに供給する。

また、本発明の電磁流量計の1構成例において、前記流量出力部は、前記信号変換部によって求められた振幅の比率 $R_f m$ と、前記第1の周波数 ω_0 と、前記第1の磁場の搬送波成分と前記第2の磁場の搬送波成分との位相差 θ_2 と、前記第1の磁場と前記第2の磁場の周波数変調指数 m_f と、第1種ベッセル関数 $J_n(m_f)$ ($n = 0, 1$) とから、前記流体の流量を $\alpha \times \omega_0 [- \{J_0(m_f)^2 c$

$\cos(\theta/2) \sin(\theta/2) + J_1(m_f)^2 \sin(\theta/2) \cos(\theta/2) R_f m^2 + J_1(m_f)^2 \sin(\theta/2) R_f m^2 + J_0(m_f)^2 \sin(\theta/2) + 2 |J_0(m_f) J_1(m_f) \{ \cos(\theta/2) + 1 \} R_f m |] / \{ 2 J_0(m_f)^2 \cos(\theta/2) + J_0(m_f)^2 + J_0(m_f)^2 \cos(\theta/2)^2 - J_1(m_f)^2 R_f m^2 + J_1(m_f)^2 \cos(\theta/2)^2 R_f m^2 \} (\alpha \text{は係数})$ により算出するものである。

【0016】

【発明の実施の形態】

[基本原理]

最初に、本発明の基本原理を説明する前に、一般に知られている数学的基礎知識について説明する。同一周波数で異なる振幅の余弦波 $A \cos(\omega t)$ 、正弦波 $B \sin(\omega t)$ は、以下のような余弦波に合成される。 A , B は振幅、 ω は角周波数である。

$$A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t) = (A^2 + B^2)^{1/2} \cos(\omega t - \epsilon)$$

ただし、 $\epsilon = \tan^{-1}(B/A)$. . . (1)

【0017】

式(1)の合成を分析するには、余弦波 $A \cos(\omega t)$ の振幅 A を実軸、正弦波 $B \sin(\omega t)$ の振幅 B を虚軸にとるように複素座標平面に写像すると都合がよい。すなわち、複素座標平面上において、原点からの距離 $(A^2 + B^2)^{1/2}$ が合成波の振幅を与え、実軸との角度 $\epsilon = \tan^{-1}(B/A)$ が合成波と ωt との位相差を与えることになる。

【0018】

また、複素座標平面上においては、以下の関係式が成り立つ。

$$C \exp(j\epsilon) = C \cos(\epsilon) + j C \sin(\epsilon) . . . (2)$$

式(2)は複素ベクトルに関する表記であり、 j は虚数単位である。 C は複素ベクトルの長さを与え、 ϵ は複素ベクトルの方向を与える。したがって、複素座標平面上の幾何学的関係を分析するには、複素ベクトルへの変換を活用すると都合がよい。

【0019】

以下の説明では、電極間起電力がどのような挙動を示し、本発明はこの挙動をどのように利用しているかを説明するために、上記のような複素座標平面への写像と、複素ベクトルによる幾何学的分析を採用する。

【0020】

まず、被測定流体の単位時間あたりの流量（流速）とは無関係な電極間起電力について説明する。図1は、本発明の電磁流量計の基本原理を説明するためのブロック図である。この電磁流量計は、被測定流体が流れる測定管1と、被測定流体に印加される磁場および測定管1の軸PAXの双方と直交し、かつ被測定流体と接触するように測定管1に対向配置され、前記磁場と被測定流体の流れとによって生じた起電力を検出する一対の電極2a, 2bと、測定管軸PAXの方向と直交する、電極2a, 2bを含む平面PLNを測定管1の境としたとき、この平面PLNを境とする測定管1の前後で非対称な磁場を被測定流体に印加する第1の励磁コイル3a、第2の励磁コイル3bとからなる。

【0021】

ここで、第1の励磁コイル3aから発生する磁場のうち、電極2a, 2b間を結ぶ電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分（磁束密度）B1と、第2の励磁コイル3bから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分（磁束密度）B2は、以下のように与えられるものとする。

$$B_1 = b_1 \cos(\omega_0 t - \theta_1) \quad \dots \quad (3)$$

$$B_2 = b_2 \cos(\omega_0 t - \theta_2) \quad \dots \quad (4)$$

式(3)、式(4)において、b1, b2は振幅、 ω_0 は角周波数、 θ_1, θ_2 は $\omega_0 t$ との位相差（位相遅れ）である。以下、磁束密度B1を磁場B1とし、磁束密度B2を磁場B2とする。

【0022】

磁場の変化に起因する起電力は、磁場の時間微分 dB/dt によるので、第1の励磁コイル3a、第2の励磁コイル3bから発生する磁場B1, B2を次式のように微分する。

$$dB_1/dt = -b_1 \omega_0 \sin(\omega_0 t - \theta_1) \quad \dots \quad (5)$$

$$\frac{dB_2}{dt} = -b_2 \omega_0 \sin(\omega_0 t - \theta_2) \quad \dots (6)$$

【0023】

被測定流体の流量が0の場合、磁場B₁、B₂による渦電流は、磁場の変化に起因する成分のみとなり、磁場B₁による渦電流I_a、磁場B₂による渦電流I_bは、図2に示すような向きとなる。したがって、電極軸EAXと測定管軸PA_Xとを含む平面内において、磁場B₁の変化によって発生する、流量（流速）と無関係な電極間起電力E_aと、磁場B₂の変化によって発生する、流量（流速）と無関係な電極間起電力E_bは、図2に示すように互いに逆向きとなる。

【0024】

このとき、電極間起電力E_aとE_bを足したトータルの電極間起電力Eは、次式に示すように、磁場の時間微分 $\frac{dB_1}{dt}$ と $\frac{dB_2}{dt}$ の差をとって係数k（被測定流体の導電率及び誘電率と測定管の構造に関する複素数）をかけたものとなる。

$$E = k \left\{ -b_2 \omega_0 \sin(\omega_0 t - \theta_2) + b_1 \omega_0 \sin(\omega_0 t - \theta_1) \right\} \quad \dots (7)$$

【0025】

そして、式(7)を変形すると次式となる。

$$\begin{aligned} E &= -k b_2 \omega_0 \sin(\omega_0 t) \cos(-\theta_2) \\ &\quad - k b_2 \omega_0 \cos(\omega_0 t) \sin(-\theta_2) \\ &\quad + k b_1 \omega_0 \sin(\omega_0 t) \cos(-\theta_1) \\ &\quad + k b_1 \omega_0 \cos(\omega_0 t) \sin(-\theta_1) \\ &= \{-b_2 \sin(-\theta_2) \\ &\quad + b_1 \sin(-\theta_1)\} \omega_0 k \cos(\omega_0 t) \\ &\quad + \{-b_2 \cos(-\theta_2) \\ &\quad + b_1 \cos(-\theta_1)\} \omega_0 k \sin(\omega_0 t) \quad \dots (8) \end{aligned}$$

【0026】

ここで、式(8)を $\omega_0 t$ を基準として複素座標平面に写像すると、実軸成分Ex、虚軸成分Eyは次式となる。

$$Ex = \{-b_2 \sin(-\theta_2) + b_1 \sin(-\theta_1)\} \omega_0 k$$

. . . (9)

$$E_y = \{-b_2 \cos(-\theta_2) + b_1 \cos(-\theta_1)\} \omega_0 k$$

. . . (10)

【0027】

さらに、式(9)、式(10)に示した E_x 、 E_y を式(11)、式(12)のように変形して式(13)に示す複素ベクトル E_c に変換する。

$$E_x = \{-b_2 \sin(-\theta_2) + b_1 \sin(-\theta_1)\} \omega_0 k$$

$$= \{-b_2 \cos(\pi/2 + \theta_2) + b_1 \cos(\pi/2 + \theta_1)\} \omega_0 k$$

$$= \{b_2 \cos(-\pi/2 + \theta_2) + b_1 \cos(\pi/2 + \theta_1)\} \omega_0 k$$

. . . (11)

【0028】

$$E_y = \{-b_2 \cos(-\theta_2) + b_1 \cos(-\theta_1)\} \omega_0 k$$

$$= \{-b_2 \sin(\pi/2 + \theta_2) + b_1 \sin(\pi/2 + \theta_1)\} \omega_0 k$$

$$= \{b_2 \sin(-\pi/2 + \theta_2) + b_1 \sin(\pi/2 + \theta_1)\} \omega_0 k$$

. . . (12)

【0029】

$$E_c = E_x + j E_y$$

$$= \{b_2 \cos(-\pi/2 + \theta_2)$$

$$+ b_1 \cos(\pi/2 + \theta_1)\} \omega_0 k$$

$$+ j \{b_2 \sin(-\pi/2 + \theta_2)$$

$$+ b_1 \sin(\pi/2 + \theta_1)\} \omega_0 k$$

$$= \{b_1 \cos(\pi/2 + \theta_1)$$

$$+ j b_1 \sin(\pi/2 + \theta_1)\} \omega_0 k$$

$$+ \{b_2 \cos(-\pi/2 + \theta_2)$$

$$+ j b_2 \sin(-\pi/2 + \theta_2)\} \omega_0 k$$

$$= b_1 \omega_0 k \exp\{j(\pi/2 + \theta_1)\}$$

$$+ b_2 \omega_0 k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2)\}$$

. . . (13)

【0030】

また、前述の係数 k を複素ベクトルに変換すると次式となる。

$$\begin{aligned} k &= rk \cos(\theta_0) + j rk \sin(\theta_0) \\ &= rk \exp(j\theta_0) \end{aligned} \quad \dots (14)$$

式(14)において、 $r k$ は比例係数、 θ_0 は実軸に対するベクトル k の角度である。なお、角度 θ_0 は励磁電流に対する磁場の遅れや流体の導電率の変化等に応じて変化し、この角度 θ_0 の変化は流量計測誤差となる。

【0031】

式(14)を式(13)に代入することにより、複素座標に変換された電極間起電力 E_c (磁場の時間変化のみに起因し、流速とは無関係な電極間起電力) が以下のように得られる。

$$\begin{aligned} E_c &= b_1 \omega_0 k \exp \{j(\pi/2 + \theta_1)\} \\ &\quad + b_2 \omega_0 k \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2)\} \\ &= b_1 \omega_0 r k \exp \{j(\pi/2 + \theta_1 + \theta_0)\} \\ &\quad + b_2 \omega_0 r k \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0)\} \end{aligned} \quad \dots (15)$$

【0032】

式(15)の $b_1 \omega_0 r k \exp \{j(\pi/2 + \theta_1 + \theta_0)\}$ は、長さが $b_1 \omega_0 r k$ 、実軸からの角度が $\pi/2 + \theta_1 + \theta_0$ の複素ベクトルであり、 $b_2 \omega_0 r k \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0)\}$ は、長さが $b_2 \omega_0 r k$ 、実軸からの角度が $-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0$ の複素ベクトルである。

【0033】

次に、被測定流体の流量（流速）に起因する電極間起電力について説明する。被測定流体の流速が V ($V \neq 0$) の場合、磁場 B_1, B_2 による渦電流には、流速 0 のときの渦電流 I_a, I_b に加えて、流速 V に起因する成分 $V \times B_1, V \times B_2$ が発生するため、磁場 B_1 による渦電流 $I_{a'}$ 、磁場 B_2 による渦電流 $I_{b'}$ は、図3に示すような向きとなる。したがって、被測定流体の流速 V と磁場 B_1 によって発生する電極間起電力 $E_{a'}$ 、流速 V と磁場 B_2 によって発生する電極間起電力 $E_{b'}$ は、同じ向きとなる。

【0034】

このとき、流速に起因する電極間起電力 $E_{a'}$ と $E_{b'}$ を足したトータルの電

極間起電力 E_v は、次式に示すように、磁場 B_1 に係数 k_v （流速 V と被測定流体の導電率及び誘電率と測定管 1 の構造に関する複素数）をかけたものと、磁場 B_2 に係数 k_v をかけたものの和となる。

$$E_v = k_v \{ b_1 \cos(\omega_0 t - \theta_1) + b_2 \cos(\omega_0 t - \theta_2) \} \quad \dots (16)$$

【0035】

式 (16) の \sin の項と \cos の項を展開すると次式となる。

$$\begin{aligned} E_v &= k_v b_1 \cos(\omega_0 t) \cos(-\theta_1) \\ &\quad - k_v b_1 \omega_0 \sin(\omega_0 t) \sin(-\theta_1) \\ &\quad + k_v b_2 \cos(\omega_0 t) \cos(-\theta_2) \\ &\quad - k_v b_2 \sin(\omega_0 t) \sin(-\theta_2) \\ &= \{ b_1 \cos(-\theta_1) \\ &\quad + b_2 \cos(-\theta_2) \} k_v \cos(\omega_0 t) \\ &\quad + \{ -b_1 \sin(-\theta_1) \\ &\quad - b_2 \sin(-\theta_2) \} k_v \sin(\omega_0 t) \quad \dots (17) \end{aligned}$$

【0036】

ここで、式 (17) を $\omega_0 t$ を基準として複素座標平面に写像すると、実軸成分 E_{vx} 、虚軸成分 E_{vy} は次式となる。

$$E_{vx} = \{ b_1 \cos(-\theta_1) + b_2 \cos(-\theta_2) \} k_v \quad \dots (18)$$

$$E_{vy} = \{ -b_1 \sin(-\theta_1) - b_2 \sin(-\theta_2) \} k_v \quad \dots (19)$$

【0037】

さらに、式 (18)、式 (19) を複素ベクトル E_{vc} に変換する。

$$\begin{aligned} E_{vx} &= \{ b_1 \cos(-\theta_1) + b_2 \cos(-\theta_2) \} k_v \\ &= \{ b_1 \cos(\theta_1) + b_2 \cos(\theta_2) \} k_v \quad \dots (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_{vy} &= \{ -b_1 \sin(-\theta_1) - b_2 \sin(-\theta_2) \} k_v \\ &= \{ b_1 \sin(\theta_1) + b_2 \sin(\theta_2) \} k_v \quad \dots (21) \end{aligned}$$

【0038】

$$\begin{aligned}
 E_v c &= E_v \hat{x} + j E_v y \\
 &= \{b_1 \cos(\theta_1) + b_2 \cos(\theta_2)\} k_v \\
 &\quad + j \{b_1 \sin(\theta_1) + b_2 \sin(\theta_2)\} k_v \\
 &= \{b_1 \cos(\theta_1) + j b_1 \sin(\theta_1)\} k_v \\
 &\quad + \{b_2 \cos(\theta_2) + j b_2 \sin(\theta_2)\} k_v \\
 &= b_1 k_v \exp(j\theta_1) + b_2 k_v \exp(j\theta_2) \\
 &\quad \cdots \quad (22)
 \end{aligned}$$

【0039】

また、前述の係数 k_v を複素ベクトルに変換すると次式となる。

$$\begin{aligned}
 k_v &= r k_v \cos(\theta_{01}) + j r k_v \sin(\theta_{01}) \\
 &= r k_v \exp(j\theta_{01}) \quad \cdots \quad (23)
 \end{aligned}$$

式(23)において、 $r k_v$ は比例係数、 θ_{01} は実軸に対するベクトル k_v の角度である。ここで、 $r k_v$ は、前記比例係数 $r k$ (式(14)参照) に流速 V と比例係数 γ をかけたものに相当し、 $v = V \gamma$ とする。すなわち、次式が成立する。

$$r k_v = r k V \gamma \quad \cdots \quad (24)$$

【0040】

式(23)を式(22)に代入することにより、複素座標に変換された電極間起電力 $E_v c$ が以下のように得られる。

$$\begin{aligned}
 E_v c &= b_1 k_v \exp(j\theta_1) + b_2 k_v \exp(j\theta_2) \\
 &= b_1 r k_v \exp\{j(\theta_1 + \theta_{01})\} \\
 &\quad + b_2 r k_v \exp\{j(\theta_2 + \theta_{01})\} \quad \cdots \quad (25)
 \end{aligned}$$

【0041】

式(25)の $b_1 r k_v \exp\{j(\theta_1 + \theta_{01})\}$ は、長さが $b_1 r k_v$ 、実軸からの角度が $\theta_1 + \theta_{01}$ の複素ベクトルであり、 $b_2 r k_v \exp\{j(\theta_2 + \theta_{01})\}$ は、長さが $b_2 r k_v$ 、実軸からの角度が $\theta_2 + \theta_{01}$ の複素ベクトルである。

【0042】

磁場の時間変化に起因する電極間起電力 E_c と流体の流速に起因する電極間起

電力 E_{vc} とを合わせた全体の電極間起電力 E_{ac} は、式(15)、式(25)により次式のようになる。

$$\begin{aligned}
 E_{ac} &= E_c + E_{vc} \\
 &= b_1 \omega_0 r k \exp \{j(\pi/2 + \theta_1 + \theta_0)\} \\
 &\quad + b_2 \omega_0 r k \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0)\} \\
 &\quad + b_1 r k v \exp \{j(\theta_1 + \theta_0)\} \\
 &\quad + b_2 r k v \exp \{j(\theta_2 + \theta_0)\} \quad \dots \quad (26)
 \end{aligned}$$

【0043】

式(26)から分かるように、電極間起電力 E_{ac} は、
 $b_1 \omega_0 r k \exp \{j(\pi/2 + \theta_1 + \theta_0)\}$ と
 $b_2 \omega_0 r k \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0)\}$ と
 $b_1 r k v \exp \{j(\theta_1 + \theta_0)\}$ と
 $b_2 r k v \exp \{j(\theta_2 + \theta_0)\}$ の4個の複素ベクトルにより記述される。そして、この4個の複素ベクトルを合成した合成ベクトルの長さが出力（電極間起電力 E_{ac} ）の振幅を表し、この合成ベクトルの角度 ϕ が入力（励磁電流）の位相 $\omega_0 t$ に対する電極間起電力 E_{ac} の位相差（位相遅れ）を表す。

【0044】

本発明では、角周波数 ω_0 の搬送波を角周波数 ω_2 の変調波によって振幅変調、位相変調または周波数変調した励磁電流を第1、第2の励磁コイル3a、3bに供給して、平面PLNを境とする測定管1の前後で非対称な磁場を被測定流体に印加することにより、電極間起電力 E_{ac} に複数の周波数成分 ω_0 , $\omega_0 + \xi \omega_2$, $\omega_0 - \xi \omega_2$ (ξ は1以上の整数、振幅変調の場合は $\xi = 1$ のみ) を発生させ、これらの周波数成分のうち2つの周波数成分から、流体の流量に依存し、励磁電流に対する磁場の遅れ (θ_0) の変動や磁場の振幅のシフトに依存しない非対称励磁特性パラメータ（振幅の比率あるいは位相差）を求め、この非対称励磁特性パラメータに基づいて、励磁電流に対する磁場の遅れの変動や磁場の振幅のシフトなどによる流量計測誤差を自動的に補正することを基本的技術思想とする。これにより、同相成分のノイズを除去して、矩形波励磁方式を用いることを不要とし、正弦波励磁方式の使用を可能とする。

【0045】

[第1の実施の形態]

以下、本発明の実施の形態について詳細に説明する。図4は、本発明の第1の実施の形態となる電磁流量計の構成を示すブロック図であり、図1と同一の構成には同一の符号を付してある。本実施の形態の電磁流量計は、測定管1と、電極2a, 2bと、第1、第2の励磁コイル3a, 3bと、第1の励磁コイル3aに第1の励磁電流を供給し、第2の励磁コイル3bに第2の励磁電流を供給する電源部4と、電極2a, 2bで検出される起電力から角周波数 ω_0 の成分を分離して振幅を求めると共に、起電力から角周波数 ω_0 と角周波数 ω_2 の和の周波数 $\omega_0 + \omega_2$ または差の周波数 $\omega_0 - \omega_2$ の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める信号変換部5と、信号変換部5によって求められた振幅の比率に基づいて被測定流体の流量を算出する流量出力部6とを有している。

【0046】

第1の励磁コイル3aは、平面PLNから例えば下流側にオフセット距離d1だけ離れた位置に配設される。第2の励磁コイル3bは、平面PLNから例えば上流側にオフセット距離d2だけ離れた位置に、平面PLNを挟んで第1の励磁コイル3aと異なる側に配設される。

【0047】

電源部4は、第1の励磁コイル3aに第1の角周波数 ω_0 の第1の正弦波励磁電流を供給する。本実施の形態では、式(3)において $b_1 = b$ 、 $\theta_1 = 0$ とする。電源部4から第1の励磁電流が供給されることにより第1の励磁コイル3aから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分B1は、次式のように与えられる。

$$B_1 = b \cos(\omega_0 t) \quad \dots (27)$$

【0048】

また、電源部4は、第2の励磁コイル3bに、第1の励磁電流の搬送波成分と同一の角周波数 ω_0 で一定の位相差 θ_2 を有する正弦波搬送波を第2の角周波数 ω_2 の正弦波変調波によって振幅変調した第2の励磁電流を供給する。電源部4から第2の励磁電流が供給されることにより第2の励磁コイル3bから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方

と直交する磁場成分B2の振幅b2は、次式のように与えられる。

$$b_2 = b \{1 + m_a \cos(\omega_2 t)\} \quad \dots (28)$$

【0049】

式(28)において、 m_a は振幅変調指数である。式(4)と式(28)より磁場成分B2は次式のように与えられる。

$$B_2 = b \{1 + m_a \cos(\omega_2 t)\} \cos(\omega_0 t - \theta_2) \quad \dots (29)$$

【0050】

式(26)において、 $b_1 = b$ 、 $\theta_1 = 0$ 、 $\theta_{01} = \theta_{00}$ とし、磁場B1、B2を式(27)、式(29)のように与えると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} E_{ac} &= E_c + E_{vc} \\ &= b \omega_0 r_k \exp\{j(\pi/2 + \theta_{00})\} \\ &\quad + b \{1 + m_a \cos(\omega_2 t)\} \omega_0 r_k \exp\{j(-\pi/2 \\ &\quad + \theta_2 + \theta_{00})\} + b r_k v \exp\{j(\theta_{00})\} \\ &\quad + b \{1 + m_a \cos(\omega_2 t)\} r_k v \exp\{j(\theta_2 + \theta_{00})\} \\ &= b \omega_0 r_k \exp\{j(\pi/2 + \theta_{00})\} \\ &\quad + b \omega_0 r_k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_{00})\} \\ &\quad + b r_k v \exp\{j(\theta_{00})\} \\ &\quad + b r_k v \exp\{j(\theta_2 + \theta_{00})\} \\ &\quad + m_a \cos(\omega_2 t) b \omega_0 r_k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_{00})\} \\ &\quad + m_a \cos(\omega_2 t) b r_k v \exp\{j(\theta_2 + \theta_{00})\} \end{aligned} \quad \dots (30)$$

【0051】

式(30)に示した右辺第1項の $b \omega_0 r_k \exp\{j(\pi/2 + \theta_{00})\}$ と右辺第2項の $b \omega_0 r_k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_{00})\}$ と右辺第3項の $b r_k v \exp\{j(\theta_{00})\}$ と右辺第4項の $b r_k v \exp\{j(\theta_2 + \theta_{00})\}$ の4個のベクトルは、振幅変調のない場合の基本ベクトルに相当する。

【0052】

ここで、式(30)に示した右辺第5項の $m_a \cos(\omega_2 t) b \omega_0 r_k e$

$x_p \{ j (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \}$ のベクトルを時間表現にすると、 $b \omega_0 r k m_a \cos \{\omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \cos(\omega_2 t)$ のように変形できる。さらに、この時間表現を変形すると次式が得られる。

【0053】

$$\begin{aligned}
 & b \omega_0 r k m_a \cos \{\omega_0 t \\
 & - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \cos(\omega_2 t) \\
 & = (1/2) b \omega_0 r k m_a [\cos \{\omega_0 t \\
 & - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) + \omega_2 t\} \\
 & + \cos \{\omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) - \omega_2 t\}] \\
 & = (1/2) b \omega_0 r k m_a \cos \{(\omega_0 + \omega_2) t \\
 & - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\
 & + (1/2) b \omega_0 r k m_a \cos \{(\omega_0 - \omega_2) t \\
 & - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \quad \dots (31)
 \end{aligned}$$

【0054】

式(31)より、式(30)の右辺第5項は、角周波数 ($\omega_0 + \omega_2$) を基準とする複素平面と角周波数 ($\omega_0 - \omega_2$) を基準とする複素平面に、それぞれ $(1/2) b \omega_0 r k m_a \exp \{j (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\}$ のベクトルを形成することが分かる。

【0055】

次に、式(30)に示した右辺第6項の $m_a \cos(\omega_2 t) b r k v \exp \{j (\theta_2 + \theta_0 0)\}$ のベクトルを時間表現にすると、 $b r k v m_a \cos \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \cos(\omega_2 t)$ のように変形できる。さらに、この時間表現を変形すると次式が得られる。

【0056】

$$\begin{aligned}
 & b r k v m_a \cos \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \cos(\omega_2 t) \\
 & = (1/2) b r k v m_a [\cos \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0) + \omega_2 t\} \\
 & + \cos \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0) - \omega_2 t\}] \\
 & = (1/2) b r k v m_a \cos \{(\omega_0 + \omega_2) t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \\
 & + 1/2 b r k v m_a \cos \{(\omega_0 - \omega_2) t - (\theta_2 + \theta_0 0)\}
 \end{aligned}$$

・・・ (32)

【0057】

式(32)より、式(30)の右辺第6項は、角周波数($\omega_0 + \omega_2$)を基準とする複素平面と角周波数($\omega_0 - \omega_2$)を基準とする複素平面に、それぞれ($1/2$) $b_r k v m_a \exp\{j(\theta_2 + \theta_00)\}$ のベクトルを形成することが分かる。

【0058】

以上により、式(30)の右辺第5項と第6項は、角周波数($\omega_0 + \omega_2$)を基準とする複素平面と角周波数($\omega_0 - \omega_2$)を基準とする複素平面に、それぞれ次式のような複素ベクトル E_{am} を形成することが分かる。

$$\begin{aligned} E_{am} = & (1/2) b_{\omega_0} r k m_a \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_00)\} \\ & + (1/2) b_r k v m_a \exp\{j(\theta_2 + \theta_00)\} \end{aligned} \quad \cdots (33)$$

【0059】

また、式(30)の右辺第1項～第4項により、角周波数 ω_0 を基準とする複素平面には以下の複素ベクトル E_{or} が形成される。

$$\begin{aligned} E_{or} = & b_{\omega_0} r k \exp\{j(\pi/2 + \theta_00)\} \\ & + b_{\omega_0} r k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_00)\} \\ & + b_r k v \exp\{j(\theta_00)\} \\ & + b_r k v \exp\{j(\theta_2 + \theta_00)\} \end{aligned} \quad \cdots (34)$$

【0060】

図5に搬送波の角周波数 ω_0 を基準とする複素平面に形成される複素ベクトル E_{or} を示し、図6に側波帯の角周波数($\omega_0 + \omega_2$)または($\omega_0 - \omega_2$)を基準とする複素平面に形成される複素ベクトル E_{am} を示す。

【0061】

複素ベクトル E_{am} は、直交する2つの複素ベクトル($1/2$) $b_{\omega_0} r k m_a \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_00)\}$, ($1/2$) $b_r k v m_a \exp\{j(\theta_2 + \theta_00)\}$ の合成ベクトルであり、角度 θ_00 の変化により図6の複素座標の原点Aを中心に回転するだけなので、合成ベクトルの大きさは角度 θ_00

の変化には無関係に一定である。そこで、複素ベクトル E_{am} の大きさ $|E_{am}|$ を求めると以下のようになる。

$$\begin{aligned} |E_{am}| &= [\{(1/2)b\omega_0 r k m_a\}^2 \\ &\quad + \{(1/2)b r k v m_a\}^2]^{1/2} \\ &= (1/2)b r k m_a (\omega_0^2 + v^2)^{1/2} \quad \dots (35) \end{aligned}$$

【0062】

一方、複素ベクトル E_{or} は、図5のように2つの二等辺三角形 $\triangle ABC$, $\triangle CDE$ を形成する4つのベクトル $b\omega_0 r k \exp\{j(\pi/2 + \theta_0)\}$, $b\omega_0 r k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0)\}$, $b r k v \exp\{j(\theta_0)\}$, $b r k v \exp\{j(\theta_2 + \theta_0)\}$ を組み合わせた合成ベクトルであり、角度 θ_0 の変化により複素座標の原点Bを中心に回転するだけなので、合成ベクトルの大きさは角度 θ_0 の変化には無関係に一定である。そこで、複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ を求めると、二等辺三角形 $\triangle ABC$, $\triangle CDE$ の底辺の合成により以下のようなになる。

【0063】

$$\begin{aligned} |E_{or}| &= 2 b\omega_0 r k \sin(\theta_2/2) \\ &\quad + 2 b r k v \cos(\theta_2/2) \\ &= 2 b r k \{\omega_0 \sin(\theta_2/2) + v \cos(\theta_2/2)\} \quad \dots (36) \end{aligned}$$

【0064】

複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ と複素ベクトル E_{am} の大きさ $|E_{am}|$ との比率を R_{am} とすると、次式のようになる。

$$\begin{aligned} R_{am} &= |E_{or}| / |E_{am}| \\ &= [2 b r k \{\omega_0 \sin(\theta_2/2) + v \cos(\theta_2/2)\}] \\ &\quad / \{(1/2)b r k m_a (\omega_0^2 + v^2)^{1/2}\} \\ &= [4 \{\omega_0 \sin(\theta_2/2) + v \cos(\theta_2/2)\}] \\ &\quad / \{m_a (\omega_0^2 + v^2)^{1/2}\} \quad \dots (37) \end{aligned}$$

【0065】

角周波数 ω_0 、位相差 θ_2 および振幅変調指数 m_a は、角度 θ_0 や磁場 B_1

の振幅（磁場B2の搬送波成分の振幅） b とは無関係であり、式（37）に示した比率 R_{am} の式には、角度 θ_0 あるいは振幅 b を含む項が存在しない。したがって、角度 θ_0 が変化したり、振幅 b がシフトしたりしても、比率 R_{am} は変化しないので、複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ と複素ベクトル E_{am} の大きさ $|E_{am}|$ を求めて、その比率 R_{am} により流量検出すれば、励磁電流に対する磁場の遅れの変動や磁場の振幅のシフトによる流量計測誤差を高速、かつ自動的にキャンセルすることができる。

【0066】

被測定流体の流量を求めるため、式（37）を以下のように書き換える。

$$v = \omega_0 \{ -8 \sin(\theta_2) + R_{am} m_a (16 - R_{am}^2 m_a^2)^{1/2} \} \\ / \{ 8 + 8 \cos(\theta_2) - R_{am}^2 m_a^2 \} \quad \dots \quad (38)$$

そして、式（38）は式（24）より次式のように変形することができる。

$$V = \alpha \times \omega_0 \{ -8 \sin(\theta_2) + R_{am} m_a (16 - R_{am}^2 m_a^2)^{1/2} \} \\ / \{ 8 + 8 \cos(\theta_2) - R_{am}^2 m_a^2 \}$$

ただし、 $\alpha = 1/\gamma$... (39)

【0067】

α （または γ ）は、予め定められた係数である。信号変換部5は、電極2aと2b間の起電力 E_{ac} を検出し、検出した電極間起電力 E_{ac} をフィルタにより周波数分離して、角周波数 $(\omega_0 + \omega_2)$ または $(\omega_0 - \omega_2)$ の成分の振幅（複素ベクトル E_{am} の大きさ $|E_{am}|$ ）を求めると共に、角周波数 ω_0 の成分の振幅（複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ ）を求める。そして、信号変換部5は、大きさ $|E_{or}|$ と $|E_{am}|$ との比率 R_{am} を算出する。

【0068】

電極間起電力 E_{ac} は、バンドパスフィルタによっても周波数分離することができるが、実際にはコムフィルタとよばれる櫛形のデジタルフィルタを使用すれば、3つの周波数 ω_0 , $(\omega_0 + \omega_2)$, $(\omega_0 - \omega_2)$ の成分に簡単に分離することができる。

【0069】

流量出力部6は、信号変換部5によって求められた比率 R_{am} を基に式（39

) を用いて被測定流体の流速V、すなわち単位時間あたりの流量を算出する。以上により、本実施の形態では、流量計測誤差を高速、かつ自動的にキャンセルした流量を算出することができ、正確な流量計測が可能になる。

【0070】

[第2の実施の形態]

次に、本発明の第2の実施の形態について説明する。本実施の形態の電磁流量計の構成は第1の実施の形態と同様であるので、図4を用いて説明する。本実施の形態の電源部4の動作は第1の実施の形態と同じである。電源部4から励磁電流が供給されることにより、第1の励磁コイル3aから発生する磁場B1は式(27)によって表され、第2の励磁コイル3bから発生する磁場B2は式(29)によって表される。式(26)において、 $b_1 = b$ 、 $\theta_1 = 0$ 、 $\theta_01 = \theta_00$ とすれば、電極間起電力Eacは式(30)となる。

【0071】

電極間起電力Eacの角周波数 ω_0 の成分(複素ベクトルEor)を表す4個のベクトルの幾何学的関係は第1の実施の形態で説明した図5のようになり、角周波数($\omega_0 + \omega_2$)または($\omega_0 - \omega_2$)の成分(複素ベクトルEam)を表す2個のベクトルの幾何学的関係は図6のようになる。

【0072】

第1の励磁コイル3aに供給される第1の励磁電流と複素ベクトルEorとの位相差を ϕ_{or} とすると、この位相差 ϕ_{or} は図5より次式となる。

$$\phi_{or} = \theta_2 / 2 + \theta_00 \quad \dots (40)$$

式(40)より角度 θ_00 は次式のようになる。

$$\theta_00 = \phi_{or} - \theta_2 / 2 \quad \dots (41)$$

【0073】

次に、第2の励磁コイル3bに供給される第2の励磁電流において $\theta_2 = 0$ としたときの角周波数($\omega_0 + \omega_2$)の成分と電極間起電力Eacの角周波数($\omega_0 + \omega_2$)の成分との位相差、あるいは第2の励磁電流において $\theta_2 = 0$ としたときの角周波数($\omega_0 - \omega_2$)の成分と電極間起電力Eacの角周波数($\omega_0 - \omega_2$)の成分との位相差を ϕ_{am} とする。また、式(33)の右辺第1項のベク

トル $(1/2) b \omega_0 r k m_a \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0)\}$ と右辺第2項のベクトル $(1/2) b r k v m_a \exp \{j(\theta_2 + \theta_0)\}$ の角度を ϕ_x とする。

【0074】

このとき、位相差 ϕ_{am} と角度 ϕ_x との間には、図6より次式の関係が成り立つ。ただし、図6の例では、位相差 ϕ_{am} が負の値となっている。

$$\begin{aligned} \phi_x &= \pi/2 + \phi_{am} - \theta_0 - \theta_2 \\ &= \pi/2 + \phi_{am} - (\phi_{or} - \theta_2/2) - \theta_2 \\ &= \pi/2 + \phi_{am} - \phi_{or} - \theta_2/2 \end{aligned} \quad \dots \quad (42)$$

【0075】

また、2個の複素ベクトル $(1/2) b \omega_0 r k m_a \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0)\}$, $(1/2) b r k v m_a \exp \{j(\theta_2 + \theta_0)\}$ とその合成ベクトル E_{am} によって形成される図6の△ABCが直角三角形であることから次式が成立する。

$$\begin{aligned} \tan \phi_x &= \{(1/2) b r k v m_a\} / \{(1/2) b \omega_0 r k m_a\} \\ &= v / \omega_0 \end{aligned} \quad \dots \quad (43)$$

【0076】

式(43)は次式のように変形することができる。

$$\begin{aligned} v &= \omega_0 \tan \phi_x = \omega_0 \tan \{\pi/2 + \phi_{am} - \phi_{or} - \theta_2/2\} \\ &\quad \dots \quad (44) \end{aligned}$$

そして、式(44)は式(24)より次式のように変形することができる。

$$\begin{aligned} V &= \alpha \times \omega_0 \tan (\pi/2 + \phi_{am} - \phi_{or} - \theta_2/2) \\ \text{ただし、 } \alpha &= 1/\gamma \end{aligned} \quad \dots \quad (45)$$

【0077】

式(45)の流速Vの式には、磁場B1の振幅(磁場B2の搬送波成分の振幅) b の項および角度 θ_0 の項が存在しない。したがって、位相差 ϕ_{am} と ϕ_{or} により流量検出すれば、励磁電流に対する磁場の遅れの変動や磁場の振幅のシフトによる流量計測誤差を高速、かつ自動的にキャンセルすることができる。

【0078】

信号変換部5は、第1の実施の形態と同様に電極間起電力E_{ac}をフィルタにより周波数分離して、第1の励磁コイル3aに供給される第1の励磁電流と複素ベクトルE_{or}との位相差φ_{or}を求めると共に、第2の励磁コイル3bに供給される第2の励磁電流をフィルタにより周波数分離して、第2の励磁電流の角周波数(ω₀+ω₂)または(ω₀-ω₂)の成分と複素ベクトルE_{am}との位相差φ_{am}を求める。

【0079】

流量出力部6は、信号変換部5によって求められた位相差φ_{am}とφ_{or}を基に式(45)を用いて被測定流体の流速Vを算出する。以上の構成により、第1の実施の形態と同様の効果を得ることができる。

【0080】

なお、位相差φ_{am}の基準となる位相として、第2の励磁コイル3bに供給される励磁電流の角周波数(ω₀+ω₂)または(ω₀-ω₂)の成分を用いる代わりに、cos(ω₂t)が1.0になる時点を基準として位相差φ_{am}を検出してもよい。

【0081】

[第3の実施の形態]

次に、本発明の第3の実施の形態について説明する。本実施の形態の電磁流量計の構成は第1の実施の形態と同様であるので、図4を用いて説明する。本実施の形態の電源部4は、第1の励磁コイル3aに、第1の角周波数ω₀の正弦波搬送波を第2の角周波数ω₂の正弦波変調波で振幅変調した第1の励磁電流を供給する。電源部4から第1の励磁電流が供給されることにより第1の励磁コイル3aから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分B₁の振幅b₁は、次式のように与えられる。

$$b_1 = b \{1 - m_a \cos(\omega_2 t)\} \quad \dots \quad (46)$$

【0082】

本実施の形態では、式(3)においてθ₁=0とする。式(3)と式(46)より磁場成分B₁は次式のように与えられる。

$$B_1 = b \{1 - m_a \cos(\omega_2 t)\} \cos(\omega_0 t) \quad \dots \quad (47)$$

【0083】

また、電源部4は、第2の励磁コイル3bに、第1の励磁電流の搬送波成分と同一の角周波数 ω_0 で一定の位相差 θ_2 を有する正弦波搬送波を第1の励磁電流の変調波成分と同一の角周波数 ω_2 で逆位相の正弦波変調波によって振幅変調した第2の励磁電流を供給する。電源部4から第2の励磁電流が供給されることにより第2の励磁コイル3bから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分 B_2 の振幅 b_2 は、次式のように与えられる。

$$b_2 = b \{1 + m_a \cos(\omega_2 t)\} \quad \dots \quad (48)$$

【0084】

式(4)と式(48)より磁場成分 B_2 は次式のように与えられる。

$$B_2 = b \{1 + m_a \cos(\omega_2 t)\} \cos(\omega_0 t - \theta_2) \quad \dots \quad (49)$$

【0085】

式(26)において、 $\theta_1 = 0$ 、 $\theta_{01} = \theta_{00}$ とし、磁場 B_1 、 B_2 を式(47)、式(49)のように与えると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} E_{ac} &= E_c + E_{vc} \\ &= b \{1 - m_a \cos(\omega_2 t)\} \omega_0 r k \exp \{j(\pi/2 + \theta_{00})\} \\ &\quad + b \{1 + m_a \cos(\omega_2 t)\} \omega_0 r k \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_{00})\} \\ &\quad + b \{1 - m_a \cos(\omega_2 t)\} r k v \exp \{j(\theta_{00})\} \\ &\quad + b \{1 + m_a \cos(\omega_2 t)\} r k v \exp \{j(\theta_2 + \theta_{00})\} \\ &= b \omega_0 r k \exp \{j(\pi/2 + \theta_{00})\} \\ &\quad + b \omega_0 r k \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_{00})\} \\ &\quad + b r k v \exp \{j(\theta_{00})\} \\ &\quad + b r k v \exp \{j(\theta_2 + \theta_{00})\} \\ &\quad - m_a \cos(\omega_2 t) b \omega_0 r k \exp \{j(\pi/2 + \theta_{00})\} \\ &\quad - m_a \cos(\omega_2 t) b r k v \exp \{j(\theta_{00})\} \\ &\quad + m_a \cos(\omega_2 t) b \omega_0 r k \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_{00})\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + m_a \cos(\omega_2 t) b_r k_v \exp\{j(\theta_2 + \theta_0 0)\} \\
& = b \omega_0 r k \exp\{j(\pi/2 + \theta_0 0)\} \\
& + b \omega_0 r k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\
& + b_r k_v \exp\{j(\theta_0 0)\} \\
& + b_r k_v \exp\{j(\theta_2 + \theta_0 0)\} \\
& + m_a \cos(\omega_2 t) b \omega_0 r k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_0 0)\} \\
& + m_a \cos(\omega_2 t) b_r k_v \exp\{j(\pi + \theta_0 0)\} \\
& + m_a \cos(\omega_2 t) b \omega_0 r k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\
& + m_a \cos(\omega_2 t) b_r k_v \exp\{j(\theta_2 + \theta_0 0)\} \\
& \quad \cdots (50)
\end{aligned}$$

【0086】

式(50)に示した右辺第1項の $b \omega_0 r k \exp\{j(\pi/2 + \theta_0 0)\}$ と右辺第2項の $b \omega_0 r k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\}$ と右辺第3項の $b_r k_v \exp\{j(\theta_0 0)\}$ と右辺第4項の $b_r k_v \exp\{j(\theta_2 + \theta_0 0)\}$ の4個のベクトルは、振幅変調のない場合の基本ベクトルに相当する。

【0087】

ここで、式(50)に示した右辺第5項の $m_a \cos(\omega_2 t) b \omega_0 r k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_0 0)\}$ のベクトルを時間表現にすると、 $b \omega_0 r k m_a \cos\{\omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_0 0)\} \cos(\omega_2 t)$ のように変形できる。さらに、この時間表現を変形すると次式が得られる。

【0088】

$$\begin{aligned}
& b \omega_0 r k m_a \cos\{\omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_0 0)\} \cos(\omega_2 t) \\
& = (1/2) b \omega_0 r k m_a [\cos\{\omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_0 0) \\
& \quad + \omega_2 t\} + \cos\{\omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_0 0) - \omega_2 t\}] \\
& = (1/2) b \omega_0 r k m_a \cos\{(\omega_0 + \omega_2) t \\
& \quad - (-\pi/2 + \theta_0 0)\} \\
& + (1/2) b \omega_0 r k m_a \cos\{(\omega_0 - \omega_2) t \\
& \quad - (-\pi/2 + \theta_0 0)\} \\
& \quad \cdots (51)
\end{aligned}$$

【0089】

式(51)より、式(50)の右辺第5項は、角周波数($\omega_0 + \omega_2$)を基準とする複素平面と角周波数($\omega_0 - \omega_2$)を基準とする複素平面に、それぞれ(1/2) $b\omega_0 r k m_a \exp\{j(-\pi/2 + \theta_00)\}$ のベクトルを形成することが分かる。

【0090】

次に、式(50)に示した右辺第6項の $m_a \cos(\omega_2 t) b r k v \exp\{j(\pi + \theta_00)\}$ のベクトルを時間表現にすると、 $b r k v m_a \cos\{\omega_0 t - (\pi + \theta_00)\} \cos(\omega_2 t)$ のように変形できる。さらに、この時間表現を変形すると次式が得られる。

【0091】

$$\begin{aligned}
 & b r k v m_a \cos\{\omega_0 t - (\pi + \theta_00)\} \cos(\omega_2 t) \\
 &= (1/2) b r k v m_a [\cos\{\omega_0 t - (\pi + \theta_00) + \omega_2 t\} \\
 &\quad + \cos\{\omega_0 t - (\pi + \theta_00) - \omega_2 t\}] \\
 &= (1/2) b r k v m_a \cos\{(\omega_0 + \omega_2) t - (\pi + \theta_00)\} \\
 &\quad + (1/2) b r k v m_a \cos\{(\omega_0 - \omega_2) t - (\pi + \theta_00)\} \\
 &\quad \cdots \quad (52)
 \end{aligned}$$

【0092】

式(52)より、式(50)の右辺第6項は、角周波数($\omega_0 + \omega_2$)を基準とする複素平面と角周波数($\omega_0 - \omega_2$)を基準とする複素平面に、それぞれ(1/2) $b r k v m_a \exp\{j(\pi + \theta_00)\}$ のベクトルを形成することが分かる。

【0093】

式(50)の右辺第7項 $m_a \cos(\omega_2 t) b\omega_0 r k \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_00)\}$ は、式(30)の右辺第5項と同じである。したがって、式(50)の右辺第7項は、角周波数($\omega_0 + \omega_2$)を基準とする複素平面と角周波数($\omega_0 - \omega_2$)を基準とする複素平面に、それぞれ(1/2) $b\omega_0 r k m_a \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_00)\}$ のベクトルを形成する。

【0094】

式(50)の右辺第8項 $m_a \cos(\omega_2 t) b r k v \exp\{j(\theta_2 + \theta_0)\}$ は、式(30)の右辺第6項と同じである。したがって、式(50)の右辺第8項は、角周波数 $(\omega_0 + \omega_2)$ を基準とする複素平面と角周波数 $(\omega_0 - \omega_2)$ を基準とする複素平面に、それぞれ $(1/2) b r k v m_a \exp\{j(\theta_2 + \theta_0)\}$ のベクトルを形成する。

【0095】

以上により、式(50)の右辺第5項と第6項と第7項と第8項は、角周波数 $(\omega_0 + \omega_2)$ を基準とする複素平面と角周波数 $(\omega_0 - \omega_2)$ を基準とする複素平面に、それぞれ次式のような複素ベクトル E_{am} を形成することが分かる。

$$\begin{aligned} E_{am} = & (1/2) b \omega_0 r k m_a \exp\{j(-\pi/2 + \theta_0)\} \\ & + (1/2) b \omega_0 r k m_a \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0)\} \\ & + (1/2) b r k v m_a \exp\{j(\pi + \theta_0)\} \\ & + (1/2) b r k v m_a \exp\{j(\theta_2 + \theta_0)\} \\ & \dots \quad (53) \end{aligned}$$

【0096】

また、式(50)の右辺第1項～第4項により、角周波数 ω_0 を基準とする複素平面には式(34)に示した複素ベクトル E_{or} が形成される。複素ベクトル E_{or} を表す4個のベクトルの幾何学的関係は第1の実施の形態で説明した図5のとおりである。

【0097】

また、複素ベクトル E_{am} を表す4個のベクトル $(1/2) b \omega_0 r k m_a \exp\{j(-\pi/2 + \theta_0)\}$, $(1/2) b \omega_0 r k m_a \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0)\}$, $(1/2) b r k v m_a \exp\{j(\pi + \theta_0)\}$, $(1/2) b r k v m_a \exp\{j(\theta_2 + \theta_0)\}$ の幾何学的関係は図7のようになる。

【0098】

複素ベクトル E_{am} は、図7のように2つの二等辺三角形 $\triangle ABC$, $\triangle CDE$ を形成する4つのベクトル $(1/2) b \omega_0 r k m_a \exp\{j(-\pi/2 + \theta_0)\}$, $(1/2) b \omega_0 r k m_a \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0)\}$

, $(1/2) b r k v m_a e x p \{j(\pi + \theta 0 0)\}$, $(1/2) b r k v m_a e x p \{j(\theta 2 + \theta 0 0)\}$ を組み合わせた合成ベクトルであり、 $\theta 0 0$ の変化により複素座標の原点Bを中心に回転するだけなので、合成ベクトルの大きさは $\theta 0 0$ の変化には無関係に一定である。そこで、複素ベクトル $E_{a m}$ の大きさ $|E_{a m}|$ を求めると、二等辺三角形 $\triangle ABC$, $\triangle CDE$ の底辺の合成により以下のようになる。

【0099】

$$\begin{aligned} |E_{a m}| &= 2 (1/2) b \omega_0 r k m_a \cos(\theta 2/2) \\ &\quad - 2 (1/2) b r k v m_a \sin(\theta 2/2) \\ &= b r k m_a \{\omega_0 \cos(\theta 2/2) - v \sin(\theta 2/2)\} \\ &\quad \dots (54) \end{aligned}$$

【0100】

一方、複素ベクトル $E_{o r}$ の大きさ $|E_{o r}|$ は式(36)に示したとおりである。複素ベクトル $E_{o r}$ の大きさ $|E_{o r}|$ と式(54)に示した複素ベクトル $E_{a m}$ の大きさ $|E_{a m}|$ との比率を $R_{a m}$ とすると、次式のようになる。

$$\begin{aligned} R_{a m} &= |E_{o r}| / |E_{a m}| \\ &= [2 b r k \{\omega_0 \sin(\theta 2/2) + v \cos(\theta 2/2)\}] \\ &\quad / [b r k m_a \{\omega_0 \cos(\theta 2/2) - v \sin(\theta 2/2)\}] \\ &= [2 \{\omega_0 \sin(\theta 2/2) + v \cos(\theta 2/2)\}] \\ &\quad / [m_a \{\omega_0 \cos(\theta 2/2) - v \sin(\theta 2/2)\}] \\ &\quad \dots (55) \end{aligned}$$

【0101】

第1の実施の形態と同様に、式(55)に示した比率 $R_{a m}$ の式には、角度 $\theta 0 0$ あるいは振幅 b を含む項が存在しない。したがって、角度 $\theta 0 0$ が変化したり、振幅 b がシフトしたりしても、比率 $R_{a m}$ は変化しないので、比率 $R_{a m}$ により流量検出すれば、励磁電流に対する磁場の遅れの変動や磁場の振幅のシフトによる流量計測誤差を高速、かつ自動的にキャンセルすることができる。

【0102】

被測定流体の流量を求めるため、式(55)を以下のように書き換える。

$$\begin{aligned} v &= \omega_0 \{R_{\text{am}} \cos(\theta_2/2) - 2 \sin(\theta_2/2)\} \\ &\quad / \{R_{\text{am}} \sin(\theta_2/2) + 2 \cos(\theta_2/2)\} \\ &\quad \cdots \quad (56) \end{aligned}$$

【0103】

そして、式(56)は式(24)より次式のように変形することができる。

$$\begin{aligned} V &= \alpha \times \omega_0 \{R_{\text{am}} \cos(\theta_2/2) - 2 \sin(\theta_2/2)\} \\ &\quad / \{R_{\text{am}} \sin(\theta_2/2) + 2 \cos(\theta_2/2)\} \\ \text{ただし、 } \alpha &= 1/\gamma \quad \cdots \quad (57) \end{aligned}$$

【0104】

信号変換部5は、第1の実施の形態と同様に電極間起電力E_{ac}をフィルタにより周波数分離して、角周波数($\omega_0 + \omega_2$)または($\omega_0 - \omega_2$)の成分の振幅(複素ベクトルE_{am}の大きさ|E_{am}|)を求めると共に、角周波数 ω_0 の成分の振幅(複素ベクトルE_{or}の大きさ|E_{or}|)を求める。そして、信号変換部5は、大きさ|E_{or}|と|E_{am}|との比率R_{am}を算出する。

【0105】

流量出力部6は、信号変換部5によって求められた比率R_{am}を基に式(57)を用いて被測定流体の流速Vを算出する。以上の構成により、第1の実施の形態と同様の効果を得ることができる。

【0106】

[第4の実施の形態]

次に、本発明の第4の実施の形態について説明する。本実施の形態の電磁流量計の構成は第1の実施の形態と同様であるので、図4を用いて説明する。本実施の形態の電源部4は、第1の励磁コイル3aに第1の角周波数 ω_0 の第1の正弦波励磁電流を供給する。本実施の形態では、式(3)において $b_1 = b$ 、 $\theta_1 = 0$ とする。電源部4から第1の励磁電流が供給されることにより第1の励磁コイル3aから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分B₁は、式(27)により与えられる。

【0107】

また、電源部4は、第2の励磁コイル3bに、第1の励磁電流と同一の角周波

数 ω_0 で一定の位相差 θ_2 を有する正弦波搬送波を第2の角周波数 ω_2 の正弦波変調波によって位相変調した第2の励磁電流を供給する。このような位相変調により、第2の励磁電流の位相は、 $\omega_0 t - \{\theta_2 + m_p \cos(\omega_2 t)\}$ となる。 m_p は位相変調指数であり、変調波の最大振幅のときの位相偏移量である。

【0108】

本実施の形態では、式(4)において $b_2 = b$ とする。電源部4から第2の励磁電流が供給されることにより第2の励磁コイル3bから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分 B_2 は、次式のように与えられる。

$$B_2 = b \cos [\omega_0 t - \{\theta_2 + m_p \cos(\omega_2 t)\}] \quad \dots \quad (58)$$

【0109】

式(26)において、 $b_1 = b_2 = b$ 、 $\theta_1 = 0$ 、 $\theta_{01} = \theta_{00}$ とし、磁場 B_1 、 B_2 を式(27)、式(58)のように与えると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} E_{ac} &= E_c + E_{vc} \\ &= b \omega_0 r k \exp \{j (\pi/2 + \theta_{00})\} \\ &\quad + b \omega_0 r k \exp [j \{-\pi/2 + m_p \cos(\omega_2 t) \\ &\quad + \theta_2 + \theta_{00}\}] \\ &\quad + b r k v \exp \{j (\theta_{00})\} \\ &\quad + b r k v \exp [j \{m_p \cos(\omega_2 t) + \theta_2 + \theta_{00}\}] \\ &\quad \dots \quad (59) \end{aligned}$$

【0110】

式(59)に示した右辺第2項の $b \omega_0 r k \exp [j \{-\pi/2 + m_p \cos(\omega_2 t) + \theta_2 + \theta_{00}\}]$ のベクトルを時間表現にすると、 $b \omega_0 r k \cos \{\omega_0 t - m_p \cos(\omega_2 t) - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_{00})\}$ のように変形できる。さらに、この時間表現を変形すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} &b \omega_0 r k \cos \{\omega_0 t - m_p \cos(\omega_2 t) \\ &\quad - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_{00})\} \\ &= b \omega_0 r k [\cos \{\omega_0 t \\ &\quad - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_{00})\} \cos \{m_p \cos(\omega_2 t)\}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sin \{\omega_0 t \\
 & - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \} \sin \{m_p \cos(\omega_2 t)\}] \\
 & \quad \cdots \quad (60)
 \end{aligned}$$

【0111】

ここで、式(60)の $\cos \{m_p \cos(\omega_2 t)\}$ 、 $\sin \{m_p \cos(\omega_2 t)\}$ は次式のように変換できる。

【0112】

【数1】

$$\cos \{m_p \cos(\omega_2 t)\} = J_0(m_p) + 2 \sum_{n=2,4,\dots}^{\infty} (-1)^{n/2} J_n(m_p) \cos(n\omega_2 t) \quad \cdots \quad (61)$$

$$\sin \{m_p \cos(\omega_2 t)\} = 2 \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{(n-1)/2} J_n(m_p) \cos(n\omega_2 t) \quad \cdots \quad (62)$$

【0113】

式(61)、式(62)において $J_n(m_p)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$)は第1種ベッセル関数として知られており、この第1種ベッセル関数 $J_n(m_p)$ は次式で与えられる。

【0114】

【数2】

$$J_n(m_p) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(n+k)!} \left(\frac{m_p}{2}\right)^{n+2k} \quad \cdots \quad (63)$$

【0115】

なお、式(63)において $k!$ は k の階乗を意味する。式(61)、(62)において $n = 0, 1$ の場合のみ採用すると、式(60)は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned}
 & b \omega_0 r k \cos \{\omega_0 t - m_p \cos(\omega_2 t)\} \\
 & - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \\
 & = b \omega_0 r k [\cos \{\omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} J_0(m_p) \\
 & + \sin \{\omega_0 t
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \} 2 J_1(m_p) \cos(\omega_2 t)] \\
= & b \omega_0 r k [J_0(m_p) \cos\{\omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\
& + J_1(m_p) \sin\{(\omega_0 + \omega_2) t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\
& + J_1(m_p) \sin\{(\omega_0 - \omega_2) t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\}] \\
= & b \omega_0 r k J_0(m_p) \cos\{\omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\
& + b \omega_0 r k J_1(m_p) \cos\{(\omega_0 + \omega_2) t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \\
& + b \omega_0 r k J_1(m_p) \cos\{(\omega_0 - \omega_2) t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \\
& \dots \quad (64)
\end{aligned}$$

【0116】

式(64)より、式(59)の右辺第2項は、角周波数 ω_0 を基準とする複素平面に $b \omega_0 r k J_0(m_p) \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\}$ のベクトルを形成し、角周波数 $(\omega_0 + \omega_2)$ を基準とする複素平面と角周波数 $(\omega_0 - \omega_2)$ を基準とする複素平面に、それぞれ $b \omega_0 r k J_1(m_p) \exp\{j(\theta_2 + \theta_0 0)\}$ のベクトルを形成することが分かる。

【0117】

式(59)に示した右辺第4項の $b r k v \exp[j\{m_p \cos(\omega_2 t) + \theta_2 + \theta_0 0\}]$ のベクトルを時間表現にすると、 $b r k v \cos\{\omega_0 t - m_p \cos(\omega_2 t) - (\theta_2 + \theta_0 0)\}$ のように変形できる。さらに、この時間表現を変形すると次式が得られる。

【0118】

$$\begin{aligned}
& b r k v \cos\{\omega_0 t - m_p \cos(\omega_2 t) - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \\
= & b r k v [\cos\{\omega_0 t \\
& - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \cos\{m_p \cos(\omega_2 t)\} \\
& + \sin\{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \sin\{m_p \cos(\omega_2 t)\}] \\
& \dots \quad (65)
\end{aligned}$$

【0119】

式(59)の右辺第2項の場合と同様に、第1種ベッセル関数 $J_n(m_p)$ を適用すると、式(65)は以下のように変形できる。

$$b r k v \cos\{\omega_0 t - m_p \cos(\omega_2 t) - (\theta_2 + \theta_0 0)\}$$

$$\begin{aligned}
 &= b_r k_v [\cos \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} J_0(m_p) \\
 &\quad + \sin \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} 2 J_1(m_p) \cos(\omega_2 t)] \\
 &= b_r k_v [J_0(m_p) \cos \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \\
 &\quad + J_1(m_p) \cos \{(\omega_0 + \omega_2) t - (\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\
 &\quad + J_1(m_p) \cos \{(\omega_0 - \omega_2) t - (\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\}] \\
 &\quad \cdots \quad (66)
 \end{aligned}$$

【0120】

式(66)より、式(59)の右辺第4項は、角周波数 ω_0 を基準とする複素平面に $b_r k_v J_0(m_p) \exp\{j(\theta_2 + \theta_0 0)\}$ のベクトルを形成し、角周波数 $(\omega_0 + \omega_2)$ を基準とする複素平面と角周波数 $(\omega_0 - \omega_2)$ を基準とする複素平面に、それぞれ $b_r k_v J_1(m_p) \exp\{j(\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\}$ のベクトルを形成することが分かる。

【0121】

以上により、式(59)の右辺第2項と第4項は、角周波数 $(\omega_0 + \omega_2)$ を基準とする複素平面と角周波数 $(\omega_0 - \omega_2)$ を基準とする複素平面に、それぞれ次式のような複素ベクトル E_{pm} を形成することが分かる。

$$\begin{aligned}
 E_{pm} &= b_{\omega_0} r k J_1(m_p) \exp\{j(\theta_2 + \theta_0 0)\} \\
 &\quad + b_r k_v J_1(m_p) \exp\{j(\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\
 &\quad \cdots \quad (67)
 \end{aligned}$$

【0122】

また、式(59)の右辺第1項～第4項は、角周波数 ω_0 を基準とする複素平面に次式のような複素ベクトル E_{or} を形成することが分かる。

$$\begin{aligned}
 E_{or} &= b_{\omega_0} r k \exp\{j(\pi/2 + \theta_0 0)\} \\
 &\quad + b_r k_v \exp\{j(\theta_0 0)\} \\
 &\quad + b_{\omega_0} r k J_0(m_p) \exp\{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\
 &\quad + b_r k_v J_0(m_p) \exp\{j(\theta_2 + \theta_0 0)\} \quad \cdots \quad (68)
 \end{aligned}$$

【0123】

式(67)に示した複素ベクトル E_{pm} の大きさ $|E_{pm}|$ を求めるとき以下のようになる。

$$|E_{pm}| = b_r k \{ J_1(m_p) 2 (\omega_0^2 + v^2) \}^{1/2} \quad \dots \quad (69)$$

また、式(68)に示した複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ を求めると以下のようになる。

$$\begin{aligned} |E_{or}| &= b_r k [\{ v + J_0(m_p) \sin(\theta/2) \omega_0 \\ &\quad + J_0(m_p) \cos(\theta/2) v \}^2 \\ &\quad + \{ \omega_0 - J_0(m_p) \cos(\theta/2) \omega_0 \\ &\quad + J_0(m_p) \sin(\theta/2) v \}^2]^{1/2} \quad \dots \quad (70) \end{aligned}$$

【0124】

複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ と複素ベクトル E_{pm} の大きさ $|E_{pm}|$ との比率を R_{pm} とすると、次式のようになる。

$$R_{pm} = |E_{or}| / |E_{pm}| \quad \dots \quad (71)$$

)

【0125】

式(69)に示した大きさ $|E_{pm}|$ と式(70)に示した大きさ $|E_{or}|$ には、角度 $\theta/2$ を含む項が存在しない。また、大きさ $|E_{or}|$ と $|E_{pm}|$ には $b_r k$ が含まれるが、式(71)のように比率 R_{pm} を求めると、比率 R_{pm} から $b_r k$ が消去される。したがって、角度 $\theta/2$ が変化したり、磁場 B_1 の振幅（磁場 B_2 の搬送波成分の振幅） b がシフトしたりしても、比率 R_{pm} は変化しないので、比率 R_{pm} により流量検出すれば、励磁電流に対する磁場の遅れの変動や磁場の振幅のシフトによる流量計測誤差を高速、かつ自動的にキャンセルすることができる。

【0126】

式(71)に式(69)と式(70)を代入して、 v について解くと次式が得られる。

$$\begin{aligned} v &= [\omega_0 \{-2 J_0(m_p) \sin(\theta/2) \\ &\quad + \{2 J_0(m_p)^2 - J_0(m_p)^4 + 2 J_0(m_p)^2 J_1(m_p)^2 R_{pm}^2 - 1 \\ &\quad + 2 J_1(m_p)^2 R_{pm}^2 - J_1(m_p)^4 R_{pm}^4\}^{1/2}\}] \\ &/ \{J_0(m_p)^2 + 1 + 2 J_0(m_p) \cos(\theta/2) - J_1(m_p)^2 R_{pm}^2\} \quad \dots \quad (72) \end{aligned}$$

【0127】

そして、式(72)は式(24)より次式のように変形することができる。

$$\begin{aligned}
 V &= \alpha \times [\omega_0 \{-2J_0(m_p) \sin(\theta_2) \\
 &\quad + \{2J_0(m_p)^2 - J_0(m_p)^4 + 2J_0(m_p)^2 J_1(m_p)^2 R_{pm}^2 - 1 \\
 &\quad + 2J_1(m_p)^2 R_{pm}^2 - J_1(m_p)^4 R_{pm}^4\}^{1/2}\}] \\
 &\quad / \{J_0(m_p)^2 + 1 + 2J_0(m_p) \cos(\theta_2) - J_1(m_p)^2 R_{pm}^2\}
 \end{aligned}$$

ただし、 $\alpha = 1/\gamma$. . . (73)

【0128】

信号変換部5は、第1の実施の形態と同様に電極間起電力E_{ac}をフィルタにより周波数分離して、角周波数($\omega_0 + \omega_2$)または($\omega_0 - \omega_2$)の成分の振幅(複素ベクトルE_{pm}の大きさ|E_{pm}|)を求めると共に、角周波数 ω_0 の成分の振幅(複素ベクトルE_{or}の大きさ|E_{or}|)を求める。そして、信号変換部5は、大きさ|E_{or}|と|E_{pm}|との比率R_{pm}を算出する。

【0129】

流量出力部6は、信号変換部5によって求められた比率R_{pm}を基に式(73)を用いて被測定流体の流速Vを算出する。以上の構成により、第1の実施の形態と同様の効果を得ることができる。

【0130】

[第5の実施の形態]

次に、本発明の第5の実施の形態について説明する。本実施の形態の電磁流量計の構成は第1の実施の形態と同様であるので、図4を用いて説明する。本実施の形態の電源部4は、第1の励磁コイル3aに、第1の角周波数 ω_0 の正弦波搬送波を第2の角周波数 ω_2 の正弦波変調波によって位相変調した第1の励磁電流を供給する。本実施の形態では、式(3)において $b_1 = b$ 、 $\theta_1 = 0$ とする。このような位相変調により、第1の励磁電流の位相は、 $\omega_0 t - m_p \cos(\omega_2 t) + \pi$ となる。

【0131】

電源部4から第1の励磁電流が供給されることにより第1の励磁コイル3aから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸P

A Xの双方と直交する磁場成分B 1は、次式のように与えられる。

$$B_1 = b \cos \{ \omega_0 t - m_p \cos(\omega_2 t) + \pi \} \quad \dots \quad (74)$$

【0132】

また、電源部4は、第2の励磁コイル3bに、第1の励磁電流の搬送波成分と同一の角周波数 ω_0 で一定の位相差 θ_2 を有する正弦波搬送波を第1の励磁電流の変調波成分と同一の角周波数 ω_2 で逆位相の正弦波変調波によって位相変調した第2の励磁電流を供給する。この位相変調により、第2の励磁電流の位相は、 $\omega_0 t - \{\theta_2 + m_p \cos(\omega_2 t)\}$ となる。

【0133】

本実施の形態では、式(4)において $b_2 = b$ とする。電源部4から第2の励磁電流が供給されることにより第2の励磁コイル3bから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分B2は、式(58)により与えられる。

【0134】

第4の実施の形態と同様の手順により複素ベクトル E_{pm} の大きさ $|E_{pm}|$ を求めるとき以下のようなになる。

$$|E_{pm}| = 2^{1/2} b_{rk} [J_1(m_p)^2 \{v^2 + \omega_0^2 + \omega_0^2 \cos(\theta_2) - v^2 \cos(\theta_2) - 2v\omega_0 \sin(\theta_2)\}]^{1/2} \quad \dots \quad (75)$$

【0135】

また、複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ を求めるとき以下のようなになる。

$$|E_{or}| = 2^{1/2} b_{rk} [J_0(m_p)^2 \{v^2 + \omega_0^2 - \omega_0^2 \cos(\theta_2) + v^2 \cos(\theta_2) + 2v\omega_0 \sin(\theta_2)\}]^{1/2} \quad \dots \quad (76)$$

【0136】

式(75)に示した大きさ $|E_{pm}|$ と式(76)に示した大きさ $|E_{or}|$ には、角度 θ_0 を含む項が存在しない。また、大きさ $|E_{or}|$ と $|E_{pm}|$ には b_{rk} が含まれるが、式(71)のように比率 R_{pm} を求めるとき、比率 R_{pm} から b_{rk} が消去される。したがって、比率 R_{pm} により流量検出すれば、励

磁電流に対する磁場の遅れの変動や磁場の振幅のシフトによる流量計測誤差を高速、かつ自動的にキャンセルすることができる。

【0137】

式(71)に式(75)と式(76)を代入して、 v について解くと次式が得られる。

$$\begin{aligned} v = & \omega_0 [- \{ J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) \\ & + J_1(m_p)^2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_2) R_p m^2 \\ & + J_1(m_p)^2 \sin(\theta_2) R_p m^2 + J_0(m_p)^2 \sin(\theta_2) \} \\ & + 2 |J_0(m_p) J_1(m_p)| \{ \cos(\theta_2) + 1 \} R_p m |] \\ & / \{ 2 J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2) + J_0(m_p)^2 \\ & + J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2)^2 - J_1(m_p)^2 R_p m^2 \\ & + J_1(m_p)^2 \cos(\theta_2)^2 R_p m^2 \} \quad \dots (77) \end{aligned}$$

【0138】

そして、式(77)は式(24)より次式のように変形することができる。

$$\begin{aligned} V = & \alpha \times \omega_0 [- \{ J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) \\ & + J_1(m_p)^2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_2) R_p m^2 \\ & + J_1(m_p)^2 \sin(\theta_2) R_p m^2 + J_0(m_p)^2 \sin(\theta_2) \} \\ & + 2 |J_0(m_p) J_1(m_p)| \{ \cos(\theta_2) + 1 \} R_p m |] \\ & / \{ 2 J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2) + J_0(m_p)^2 \\ & + J_0(m_p)^2 \cos(\theta_2)^2 - J_1(m_p)^2 R_p m^2 \\ & + J_1(m_p)^2 \cos(\theta_2)^2 R_p m^2 \} \end{aligned}$$

ただし、 $\alpha = 1 / \gamma$... (78)

【0139】

信号変換部5は、第1の実施の形態と同様に電極間起電力 E_{ac} をフィルタにより周波数分離して、角周波数 $(\omega_0 + \omega_2)$ または $(\omega_0 - \omega_2)$ の成分の振幅（複素ベクトル E_{pm} の大きさ $|E_{pm}|$ ）を求めると共に、角周波数 ω_0 の成分の振幅（複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ ）を求める。そして、信号変換部5は、大きさ $|E_{or}|$ と $|E_{pm}|$ との比率 R_{pm} を算出する。

【0140】

流量出力部6は、信号変換部5によって求められた比率Rpmを基に式(78)を用いて被測定流体の流速Vを算出する。以上の構成により、第1の実施の形態と同様の効果を得ることができる。

【0141】

[第6の実施の形態]

次に、本発明の第6の実施の形態について説明する。本実施の形態の電磁流量計の構成は第1の実施の形態と同様であるので、図4を用いて説明する。本実施の形態の電源部4は、第1の励磁コイル3aに第1の角周波数 ω_0 の第1の正弦波励磁電流を供給する。本実施の形態では、式(3)において $b_1 = b$ 、 $\theta_1 = 0$ とする。電源部4から第1の励磁電流が供給されることにより第1の励磁コイル3aから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分B1は、式(27)により与えられる。

【0142】

また、電源部4は、第2の励磁コイル3bに、第1の励磁電流と同一の角周波数 ω_0 で一定の位相差 θ_2 を有する正弦波搬送波を第2の角周波数 ω_2 の正弦波変調波によって周波数変調した第2の励磁電流を供給する。このような周波数変調により、第2の励磁電流の位相は、 $\omega_0 t - \{\theta_2 + m_f \sin(\omega_2 t)\}$ となる。 m_f は周波数変調指数であり、変調波の最大振幅のときの周波数偏移量である。

【0143】

本実施の形態では、式(4)において $b_2 = b$ とする。電源部4から第2の励磁電流が供給されることにより第2の励磁コイル3bから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分B2は、次式のように与えられる。

$$B_2 = b \cos [\omega_0 t - \{\theta_2 + m_f \sin(\omega_2 t)\}] \quad \dots \quad (79)$$

【0144】

式(26)において、 $b_1 = b_2 = b$ 、 $\theta_1 = 0$ 、 $\theta_01 = \theta_00$ とし、磁場B1、B2を式(27)、式(79)のように与えると、次式が得られる。

$$E_{ac} = E_c + E_{vc}$$

$$\begin{aligned}
 &= b \omega_0 r k \exp \{ j (\pi/2 + \theta_0) \} \\
 &\quad + b \omega_0 r k \exp [j \{-\pi/2 + m_f \sin(\omega_2 t) \\
 &\quad + \theta_2 + \theta_0\}] \\
 &\quad + b r k v \exp \{ j (\theta_0) \} \\
 &\quad + b r k v \exp [j \{m_f \sin(\omega_2 t) + \theta_2 + \theta_0\}] \\
 &\quad \cdots \quad (80)
 \end{aligned}$$

【0145】

式(80)に示した右辺第2項の $b \omega_0 r k \exp [j \{-\pi/2 + m_f \sin(\omega_2 t) + \theta_2 + \theta_0\}]$ のベクトルを時間表現にすると、 $b \omega_0 r k \cos \{ \omega_0 t - m_f \sin(\omega_2 t) - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0) \}$ のように変形できる。さらに、この時間表現を変形すると次式が得られる。

【0146】

$$\begin{aligned}
 &b \omega_0 r k \cos \{ \omega_0 t - m_f \sin(\omega_2 t) \\
 &\quad - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0) \} \\
 &= b \omega_0 r k [\cos \{ \omega_0 t \\
 &\quad - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0) \} \cos \{ m_f \sin(\omega_2 t) \} \\
 &\quad + \sin \{ \omega_0 t \\
 &\quad - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0) \} \sin \{ m_f \sin(\omega_2 t) \}] \\
 &\quad \cdots \quad (81)
 \end{aligned}$$

【0147】

ここで、式(81)の $\cos \{ m_f \sin(\omega_2 t) \}$ 、 $\sin \{ m_f \sin(\omega_2 t) \}$ は次式のように変換できる。

【0148】

【数3】

$$\cos \{ m_f \sin(\omega_2 t) \} = J_0(m_f) + 2 \sum_{n=2,4,\dots}^{\infty} (-1)^{n/2} J_n(m_f) \sin(n\omega_2 t) \quad \cdots \quad (82)$$

$$\sin \{ m_f \sin(\omega_2 t) \} = 2 \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{(n-1)/2} J_n(m_f) \sin(n\omega_2 t) \quad \cdots \quad (83)$$

【0149】

式(82)、式(83)において第1種ベッセル関数 $J_n(m_f)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) は次式で与えられる。

【0150】

【数4】

$$J_n(m_f) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!(n+k)!} \left(\frac{m_f}{2}\right)^{n+2k} \quad \dots \quad (84)$$

【0151】

式(82)、式(83)において $n = 0, 1$ の場合のみ採用すると、式(81)は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned} & b \omega_0 r k \cos \{ \omega_0 t - m_f \sin (\omega_2 t) \\ & - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \} \\ & = b \omega_0 r k [\cos \{ \omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \} J_0(m_f) \\ & + \sin \{ \omega_0 t \\ & - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \} 2 J_1(m_f) \sin (\omega_2 t)] \\ & = b \omega_0 r k [J_0(m_f) \cos \{ \omega_0 t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \} \\ & - J_1(m_f) \cos \{ (\omega_0 + \omega_2) t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \} \\ & + J_1(m_f) \cos \{ (\omega_0 - \omega_2) t - (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \}] \end{aligned} \quad \dots \quad (85)$$

【0152】

式(85)より、式(80)の右辺第2項は、角周波数 ω_0 を基準とする複素平面に $b \omega_0 r k J_0(m_f) \exp \{ j (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \}$ のベクトルを形成し、角周波数 $(\omega_0 + \omega_2)$ を基準とする複素平面に $b \omega_0 r k \{-J_1(m_f)\} \exp \{ j (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \}$ のベクトルを形成し、角周波数 $(\omega_0 - \omega_2)$ を基準とする複素平面に $b \omega_0 r k J_1(m_f) \exp \{ j (-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0) \}$ のベクトルを形成することが分かる。

【0153】

次に、式(80)に示した右辺第4項の $b r k v \exp [j \{m_f \sin (\omega$

$2t) + \theta_2 + \theta_0 0\}$] のベクトルを時間表現にすると、 $b_r k_v \cos \{\omega_0 t - m_f \sin(\omega_2 t) - (\theta_2 + \theta_0 0)\}$ のように変形できる。さらに、この時間表現を変形すると次式が得られる。

【0154】

$$\begin{aligned} & b_r k_v \cos \{\omega_0 t - m_f \sin(\omega_2 t) - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \\ &= b_r k_v [\cos \{\omega_0 t \\ &\quad - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \cos \{m_f \sin(\omega_2 t)\} \\ &\quad + \sin \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \sin \{m_f \sin(\omega_2 t)\}\}] \\ &\quad \dots \quad (86) \end{aligned}$$

【0155】

式(80)の右辺第2項の場合と同様に、第1種ベッセル関数 $J_n(m_f)$ を適用すると、式(86)は以下のように変形できる。

$$\begin{aligned} & b_r k_v \cos \{\omega_0 t - m_f \sin(\omega_2 t) - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \\ &= b_r k_v [\cos \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} J_0(m_f) \\ &\quad + \sin \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} 2 J_1(m_f) \sin(\omega_2 t)] \\ &= b_r k_v [J_0(m_f) \cos \{\omega_0 t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \\ &\quad - J_1(m_f) \cos \{(\omega_0 + \omega_2) t - (\theta_2 + \theta_0 0)\} \\ &\quad + J_1(m_f) \cos \{(\omega_0 - \omega_2) t - (\theta_2 + \theta_0 0)\}\}] \\ &\quad \dots \quad (87) \end{aligned}$$

【0156】

式(87)より、式(80)に示した右辺第4項は、角周波数 ω_0 を基準とする複素平面に $b_r k_v J_0(m_f) \exp \{j(\theta_2 + \theta_0 0)\}$ のベクトルを形成し、角周波数 $(\omega_0 + \omega_2)$ を基準とする複素平面に $b_r k_v \{-J_1(m_f) \exp \{j(\theta_2 + \theta_0 0)\}\}$ のベクトルを形成し、角周波数 $(\omega_0 - \omega_2)$ を基準とする複素平面に $b_r k_v J_1(m_f) \exp \{j(\theta_2 + \theta_0 0)\}$ のベクトルを形成することが分かる。

【0157】

以上により、式(80)の右辺第2項と第4項は、角周波数 $(\omega_0 + \omega_2)$ を基準とする複素平面と角周波数 $(\omega_0 - \omega_2)$ を基準とする複素平面に、それぞ

れ大きさが同一で向きが逆の複素ベクトルを形成することが分かる。角周波数 ($\omega_0 - \omega_2$) を基準とする複素平面に形成される複素ベクトル E_{fm} は次式となる。

$$E_{fm} = b \omega_0 r k J_1(m_f) \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\ + b r k v J_1(m_f) \exp \{j(\theta_2 + \theta_0 0)\} \quad \dots \quad (88)$$

【0158】

また、式(80)の右辺第1項～第4項は、角周波数 ω_0 を基準とする複素平面に次式のような複素ベクトル E_{or} を形成することが分かる。

$$E_{or} = b \omega_0 r k \exp \{j(\pi/2 + \theta_0 0)\} \\ + b r k v \exp \{j(\theta_0 0)\} \\ + b \omega_0 r k J_0(m_f) \exp \{j(-\pi/2 + \theta_2 + \theta_0 0)\} \\ + b r k v J_0(m_f) \exp \{j(\theta_2 + \theta_0 0)\} \quad \dots \quad (89)$$

【0159】

複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ と複素ベクトル E_{fm} の大きさ $|E_{fm}|$ との比率を R_{fm} とすると、次式のようになる。

$$R_{fm} = |E_{or}| / |E_{fm}| \quad \dots \quad (90)$$

【0160】

式(89)から求めた複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ と式(88)から求めた複素ベクトル E_{fm} の大きさ $|E_{fm}|$ を式(90)に代入して、 v について解くと次式が得られる。

$$v = [\omega_0 \{-2 J_0(m_f) \sin(\theta_2) \\ + \{2 J_0(m_f)^2 - J_0(m_f)^4 + 2 J_0(m_f)^2 J_1(m_f)^2 R_{fm}^2 - 1 \\ + 2 J_1(m_f)^2 R_{fm}^2 - J_1(m_f)^4 R_{fm}^4\}^{1/2}\}] \\ / \{J_0(m_f)^2 + 1 + 2 J_0(m_f) \cos(\theta_2) - J_1(m_f)^2 R_{fm}^2\} \quad \dots \quad (91)$$

【0161】

式(91)には、角度 $\theta_0 0$ や磁場 B_1 の振幅（磁場 B_2 の搬送波成分の振幅） b を含む項が存在しない。したがって、比率 R_{fm} により流量検出すれば、励磁電流に対する磁場の遅れの変動や磁場の振幅のシフトによる流量計測誤差を高

速、かつ自動的にキャンセルすることができる。

【0162】

式(91)は式(24)より次式のように変形することができる。

$$\begin{aligned}
 V = & \alpha \times [\omega_0 \{-2J_0(m_f) \sin(\theta_2) \\
 & + \{2J_0(m_f)^2 - J_0(m_f)^4 + 2J_0(m_f)^2 J_1(m_f)^2 R_f m^2 - 1 \\
 & + 2J_1(m_f)^2 R_f m^2 - J_1(m_f)^4 R_f m^4\}^{1/2}\}] \\
 & / \{J_0(m_f)^2 + 1 + 2J_0(m_f) \cos(\theta_2) - J_1(m_f)^2 R_f m^2\}
 \end{aligned}$$

ただし、 $\alpha = 1/\gamma$. . . (92)

【0163】

信号変換部5は、第1の実施の形態と同様に電極間起電力E_{ac}をフィルタにより周波数分離して、角周波数($\omega_0 - \omega_2$)の成分の振幅(複素ベクトルE_{fm}の大きさ|E_{fm}|)を求めると共に、角周波数 ω_0 の成分の振幅(複素ベクトルE_{or}の大きさ|E_{or}|)を求める。そして、信号変換部5は、大きさ|E_{or}|と|E_{fm}|との比率R_{fm}を算出する。

【0164】

流量出力部6は、信号変換部5によって求められた比率R_{fm}を基に式(92)を用いて被測定流体の流速Vを算出する。以上の構成により、第1の実施の形態と同様の効果を得ることができる。

【0165】

[第7の実施の形態]

次に、本発明の第7の実施の形態について説明する。本実施の形態の電磁流量計の構成は第1の実施の形態と同様であるので、図4を用いて説明する。本実施の形態の電源部4は、第1の励磁コイル3aに、第1の角周波数 ω_0 の正弦波搬送波を第2の角周波数 ω_2 の正弦波変調波によって周波数変調した第1の励磁電流を供給する。本実施の形態では、式(3)において $b_1 = b$ 、 $\theta_1 = 0$ とする。このような周波数変調により、第1の励磁電流の位相は、 $\omega_0 t - m_f \sin(\omega_2 t + \pi)$ となる。

【0166】

電源部4から第1の励磁電流が供給されることにより第1の励磁コイル3aか

ら発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分B1は、次式のように与えられる。

$$B_1 = b \cos \{ \omega_0 t - m_f \sin (\omega_2 t + \pi) \} \quad \dots \quad (93)$$

【0167】

また、電源部4は、第2の励磁コイル3bに、第1の励磁電流の搬送波成分と同一の角周波数 ω_0 で一定の位相差 θ_2 を有する正弦波搬送波を第1の励磁電流の変調波成分と同一の角周波数 ω_2 で逆位相の正弦波変調波によって周波数変調した第2の励磁電流を供給する。この周波数変調により、第2の励磁電流の位相は、 $\omega_0 t - \theta_2 + m_f \sin (\omega_2 t)$ となる。

【0168】

本実施の形態では、式(4)において $b_2 = b$ とする。電源部4から第2の励磁電流が供給されることにより第2の励磁コイル3bから発生する磁場のうち、電極軸EAX上において電極軸EAXおよび測定管軸PAXの双方と直交する磁場成分B2は、式(79)により与えられる。

【0169】

第6の実施の形態と同様の手順により複素ベクトル E_{or} の大きさ $|E_{or}|$ と複素ベクトル E_{fm} の大きさ $|E_{fm}|$ を求め、この大きさ $|E_{or}|$ と $|E_{fm}|$ を式(90)に代入して、vについて解くと次式が得られる。

$$\begin{aligned} v = & \omega_0 [- \{ J_0(m_f)^2 \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) \\ & + J_1(m_f)^2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_2) R_{fm}^2 \\ & + J_1(m_f)^2 \sin(\theta_2) R_{fm}^2 + J_0(m_f)^2 \sin(\theta_2) \} \\ & + 2 |J_0(m_f) J_1(m_f) \{ \cos(\theta_2) + 1 \} R_{fm}|] \\ & / \{ 2 J_0(m_f)^2 \cos(\theta_2) + J_0(m_f)^2 \\ & + J_0(m_f)^2 \cos(\theta_2)^2 - J_1(m_f)^2 R_{fm}^2 \\ & + J_1(m_f)^2 \cos(\theta_2)^2 R_{fm}^2 \} \quad \dots \quad (94) \end{aligned}$$

【0170】

式(94)には、角度 θ_0 や磁場B1, B2の搬送波成分の振幅bを含む項が存在しない。したがって、比率 R_{fm} により流量検出すれば、励磁電流に対する磁場の遅れの変動や磁場の振幅のシフトによる流量計測誤差を高速、かつ自動

的にキャンセルすることができる。

【0171】

式(94)は式(24)より次式のように変形することができる。

$$\begin{aligned}
 V = & \alpha \times \omega_0 [- \{ J_0(m_f)^2 \cos(\theta_2) \sin(\theta_2) \\
 & + J_1(m_f)^2 \sin(\theta_2) \cos(\theta_2) R_f m^2 \\
 & + J_1(m_f)^2 \sin(\theta_2) R_f m^2 + J_0(m_f)^2 \sin(\theta_2) \} \\
 & + 2 |J_0(m_f) J_1(m_f) \{ \cos(\theta_2) + 1 \} R_f m |] \\
 & / \{ 2 J_0(m_f)^2 \cos(\theta_2) + J_0(m_f)^2 \\
 & + J_0(m_f)^2 \cos(\theta_2)^2 - J_1(m_f)^2 R_f m^2 \\
 & + J_1(m_f)^2 \cos(\theta_2)^2 R_f m^2 \}
 \end{aligned}$$

$$\text{ただし、 } \alpha = 1 / \gamma \quad \dots (95)$$

【0172】

信号変換部5は、第1の実施の形態と同様に電極間起電力E_{ac}をフィルタにより周波数分離して、角周波数($\omega_0 - \omega_2$)の成分の振幅(複素ベクトルE_{fm}の大きさ|E_{fm}|)を求めると共に、角周波数 ω_0 の成分の振幅(複素ベクトルE_{or}の大きさ|E_{or}|)を求める。そして、信号変換部5は、大きさ|E_{or}|と|E_{fm}|との比率R_{fm}を算出する。

【0173】

流量出力部6は、信号変換部5によって求められた比率R_{fm}を基に式(95)を用いて被測定流体の流速Vを算出する。以上の構成により、第1の実施の形態と同様の効果を得ることができる。

【0174】

第4の実施の形態～第7の実施の形態では、第1次ベッセル関数の展開においてn=0, 1の場合のみを適用したが、電極間起電力E_{ac}から第1の角周波数 ω_0 と第3の角周波数(第2の角周波数 ω_2 のξ倍の角周波数) $\xi\omega_2$ との和の周波数 $\omega_0 + \xi\omega_2$ または差の周波数 $\omega_0 - \xi\omega_2$ の成分を分離して振幅の比率R_{pm}, R_{fm}を求め、この振幅の比率R_{pm}, R_{fm}から被測定流体の流速Vを算出する際に、ξが2以上の整数の場合でも、第1次ベッセル関数の展開においてn=2以降を適用すれば、第4の実施の形態～第7の実施の形態と同様に流

速Vの算出が可能になることは言うまでもない。

【0175】

第1の実施の形態～第7の実施の形態では、同相成分のノイズを除去できることから、矩形波励磁方式を用いる必要がなく、励磁電流に正弦波を用いる正弦波励磁方式を使用できるので、高周波励振が可能となる。高周波励磁を用いることで、 $1/f$ ノイズを除去することができ、流量変化に対する応答性を高めることができる。

【0176】

なお、被測定流体に印加される磁場B1, B2は、各実施の形態で説明した条件を満たせばよい。したがって、平面PLNから第1の励磁コイル3aの軸までのオフセット距離d1と、平面PLNから第2の励磁コイル3bの軸までのオフセット距離d2とが同一の対称配置でもよいし、オフセット距離d1とd2が異なる非対称配置でもよい。

【0177】

また、電極軸EAXと第1の励磁コイル3aの軸との角度と、電極軸EAXと第2の励磁コイル3bの軸との角度が同一（例えば90°）の配置でもよいし、図8に示すように、電極軸EAXと第1の励磁コイル3aの軸との角度と、電極軸EAXと第2の励磁コイル3bの軸との角度が異なる配置でもよい。また、第1の実施の形態～第7の実施の形態において、位相差θ2を0にしてもよい。

【0178】

また、第1の実施の形態～第7の実施の形態で使用する電極2a, 2bとしては、図9に示すように、測定管1の内壁から露出して被測定流体に接触する形式の電極でもよいし、図10に示すように、被測定流体と接触しない容量結合式の電極でもよい。容量結合式の場合、電極2a, 2bは、測定管1の内壁に形成されるセラミックやテフロン（登録商標）等からなるライニング10によって被覆される。

【0179】

また、第1の実施の形態～第7の実施の形態では、2個の電極2a, 2bを使用する場合について説明しているが、これに限るものではなく、電極が1個だけ

の電磁流量計にも本発明を適用することができる。電極が1個だけの場合には、被測定流体の電位を接地電位にするための接地リングが測定管1に設けられており、1個の電極に生じた起電力（接地電位との電位差）を信号変換部5で検出すればよい。電極軸EAXは、2個の電極2a, 2bを使用する場合は電極2a, 2b間を結ぶ直線である。一方、電極が1個だけの場合、この1個の実電極を含む平面PLN上において、測定管軸PAXを挟んで実電極と対向する位置に仮想の電極を配置したと仮定したとき、実電極と仮想の電極とを結ぶ直線が電極軸EAXとなる。

【0180】

また、第1の実施の形態の信号変換部5において比率R_{am}を算出する手段と流量出力部6、第2の実施の形態の信号変換部5において位相差φ_{or}, φ_{am}を求める手段と流量出力部6、第3の実施の形態の信号変換部5において比率R_{am}を算出する手段と流量出力部6、第4、第5の実施の形態の信号変換部5において比率R_{pm}を算出する手段と流量出力部6、および第6、第7の実施の形態の信号変換部5において比率R_{fm}を算出する手段と流量出力部6は、例えばコンピュータにより実現することができる。

【0181】

【発明の効果】

本発明によれば、第1の周波数の第1の磁場を流体に印加すると同時に、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって振幅変調、位相変調もしくは周波数変調した第2の磁場を流体に印加することにより、あるいは第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によって振幅変調、位相変調もしくは周波数変調した第1の磁場を流体に印加すると同時に、第1の周波数の搬送波を第1の磁場の変調波に対して同一周波数で逆位相の変調波によって振幅変調、位相変調または周波数変調した第2の磁場を流体に印加することにより、第1の周波数と第3の周波数（第2の周波数の整数倍の周波数）との和の周波数および差の周波数と、第1の周波数とからなる複数の周波数成分を電極間起電力に発生させ、これら複数の周波数成分のうち2つの周波数成分から、流体の流量に依存し、励磁電流に対する磁場の遅れの変動や磁場の振幅のシフトに依存しない非対称励磁特性

パラメータ（振幅の比率あるいは位相差）を求めることができる。そして、この非対称励磁特性パラメータを用いることで、励磁電流に対する磁場の遅れの変動や磁場の振幅のシフトによる流量計測誤差を高速、かつ自動的にキャンセルした流量を算出することができる。また、同相成分のノイズを除去できることから、矩形波励磁方式を用いる必要がなく、正弦波励磁方式を使用できるので、高周波励時が可能となる。その結果、正確な流量計測が可能になる。

【図面の簡単な説明】

【図 1】 本発明の電磁流量計の基本原理を説明するためのブロック図である。

【図 2】 被測定流体の流量が 0 の場合の渦電流及び電極間起電力を示す図である。

【図 3】 被測定流体の流量が 0 でない場合の渦電流及び電極間起電力を示す図である。

【図 4】 本発明の第 1 の実施の形態となる電磁流量計の構成を示すブロック図である。

【図 5】 本発明の第 1 の実施の形態において電極間起電力の搬送波の周波数成分の複素ベクトルを示す図である。

【図 6】 本発明の第 1 の実施の形態において電極間起電力の側波帯の周波数成分の複素ベクトルを示す図である。

【図 7】 本発明の第 3 の実施の形態において電極間起電力の側波帯の周波数成分の複素ベクトルを示す図である。

【図 8】 本発明の電磁流量計における励磁コイルの他の配置例を示す図である。

【図 9】 本発明の電磁流量計で用いる電極の 1 例を示す断面図である。

【図 10】 本発明の電磁流量計で用いる電極の他の例を示す断面図である。

。

【図 11】 従来の電磁流量計の構成を示すブロック図である。

【符号の説明】

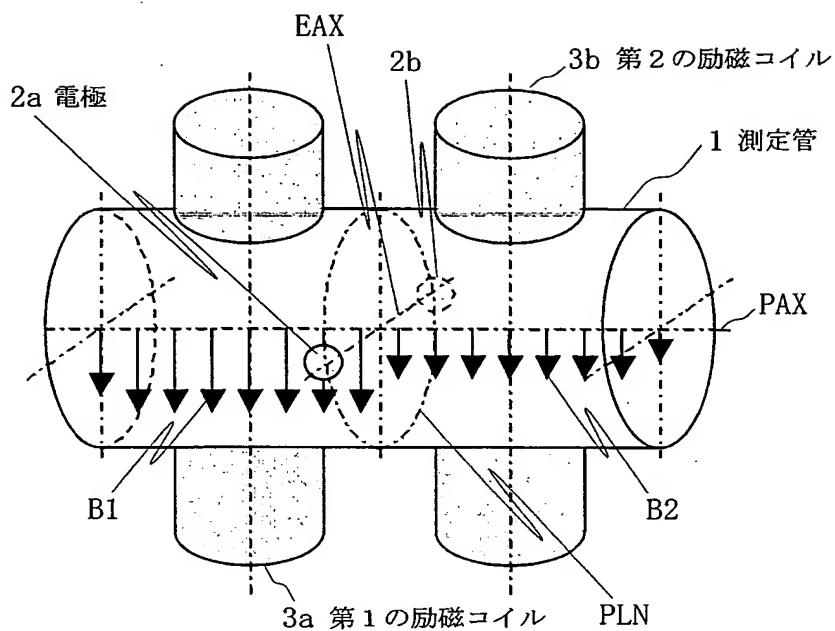
1 ……測定管、 2 a、 2 b ……電極、 3 a、 3 b ……励磁コイル、 4 ……電源部、 5 …

信号変換部、 6…流量出力部。

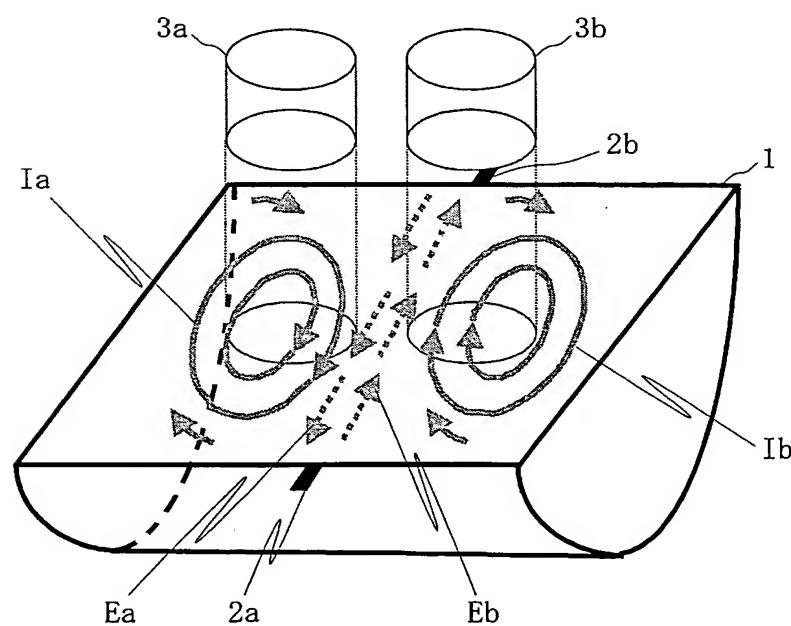
【書類名】

図面

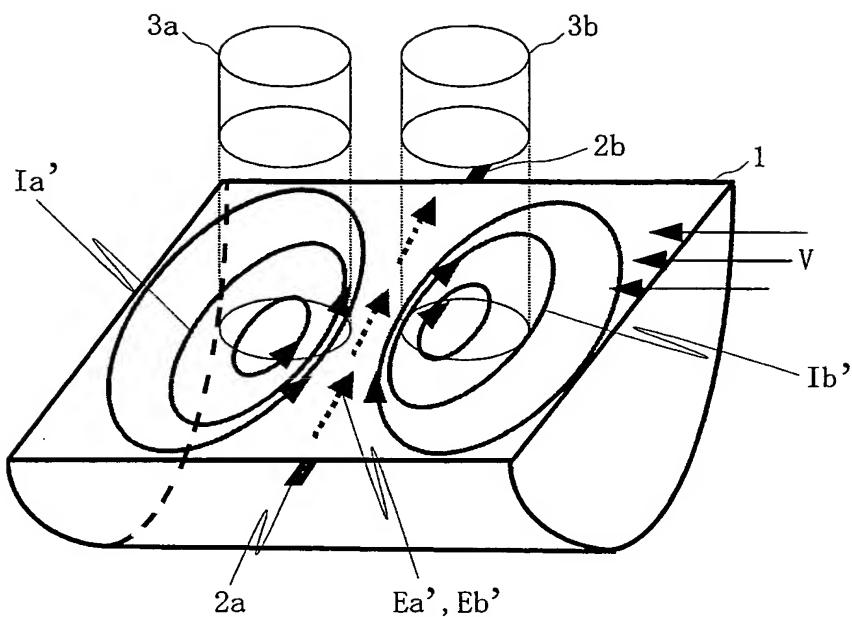
【図 1】



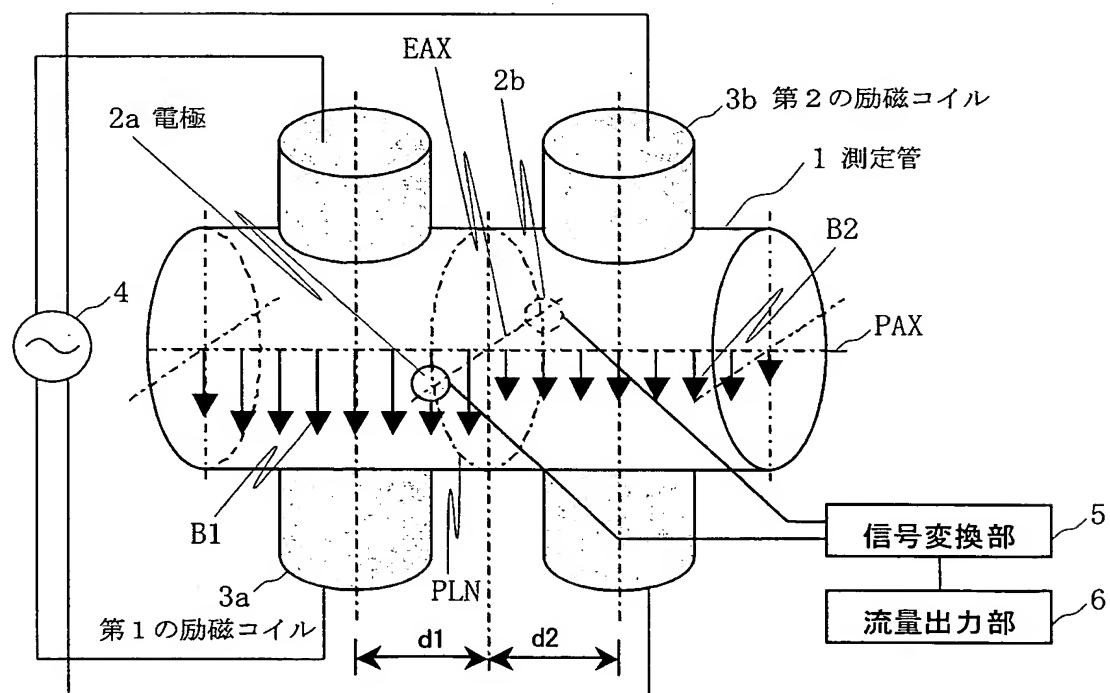
【図 2】



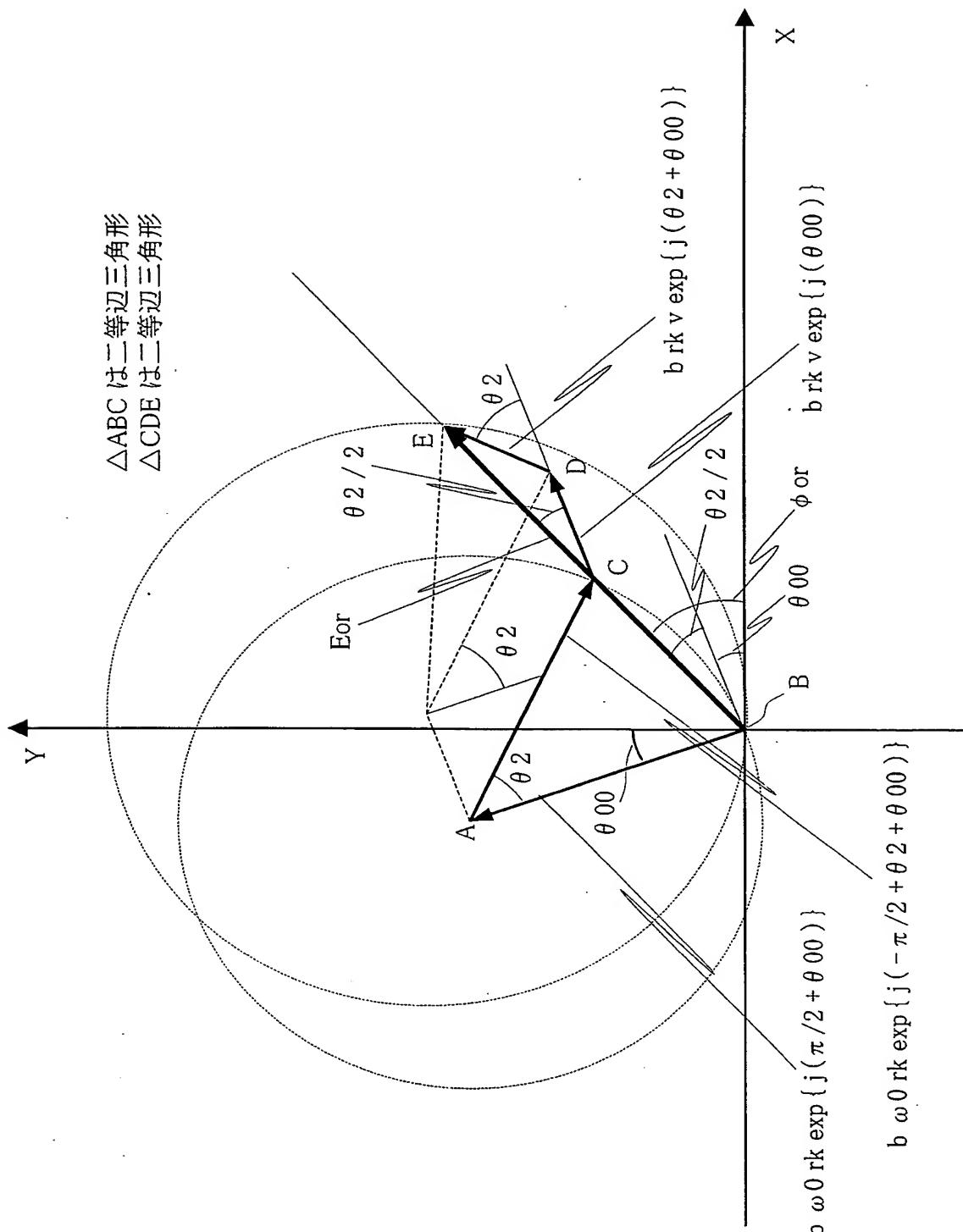
【図3】



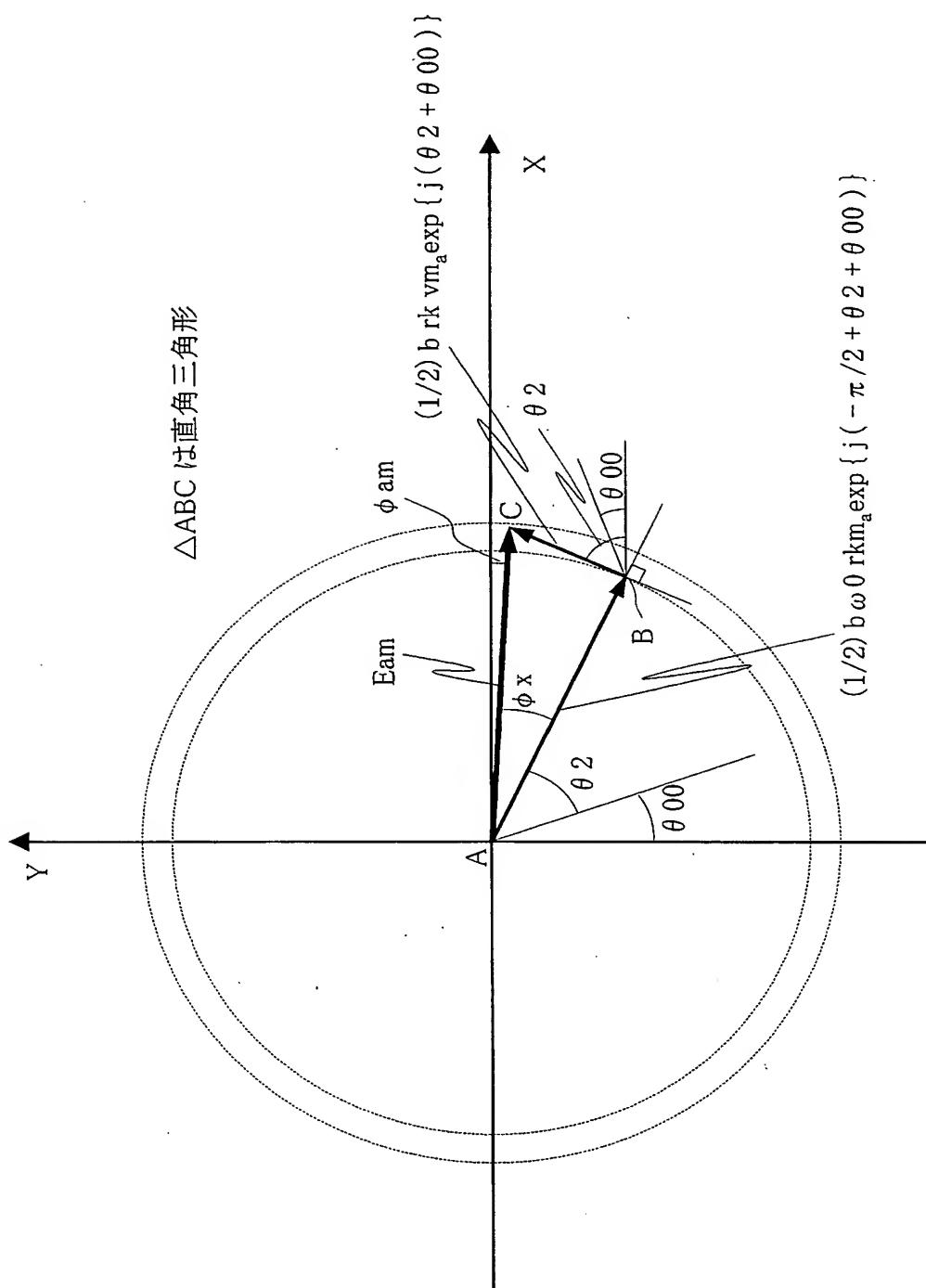
【図4】



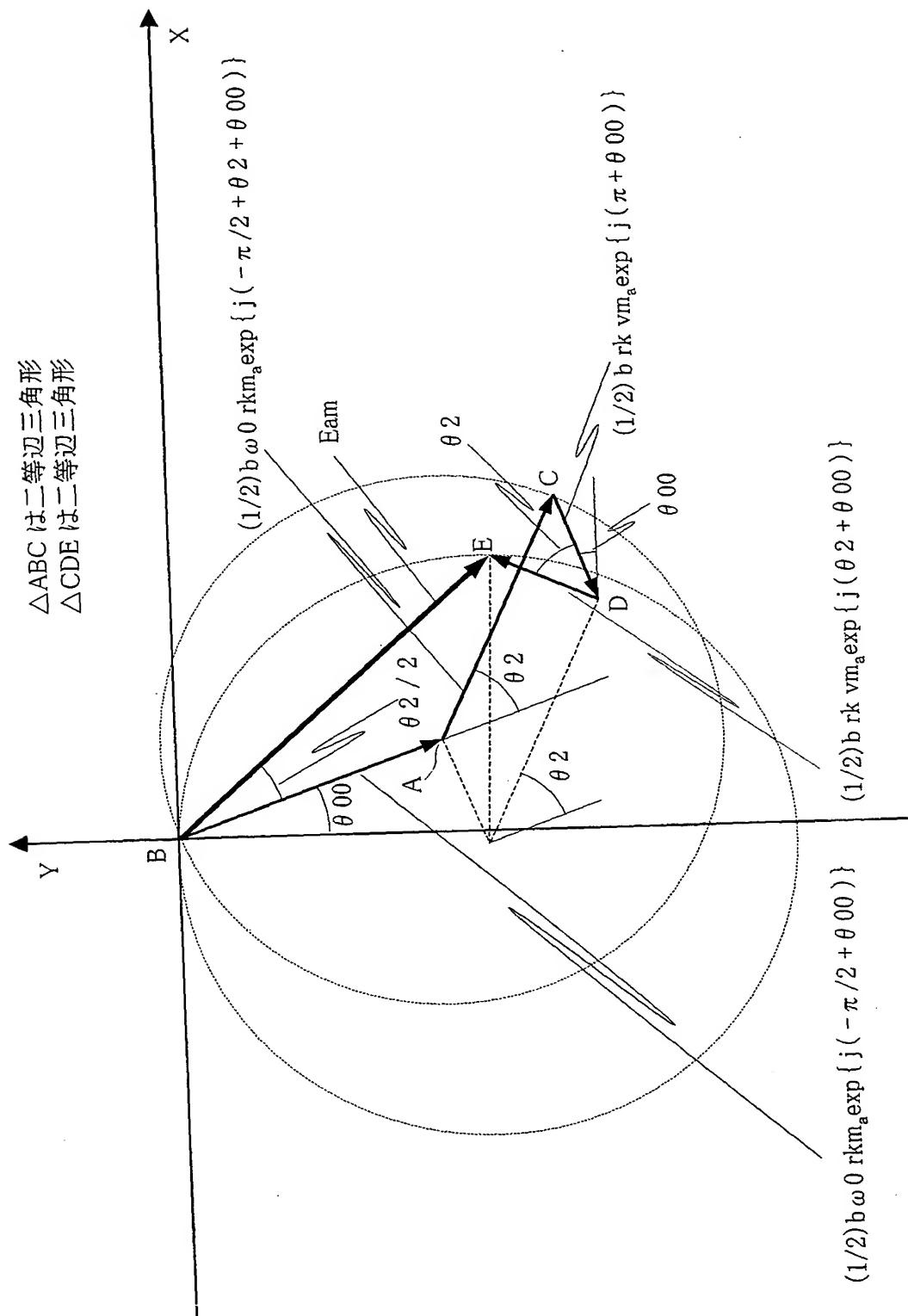
【図5】



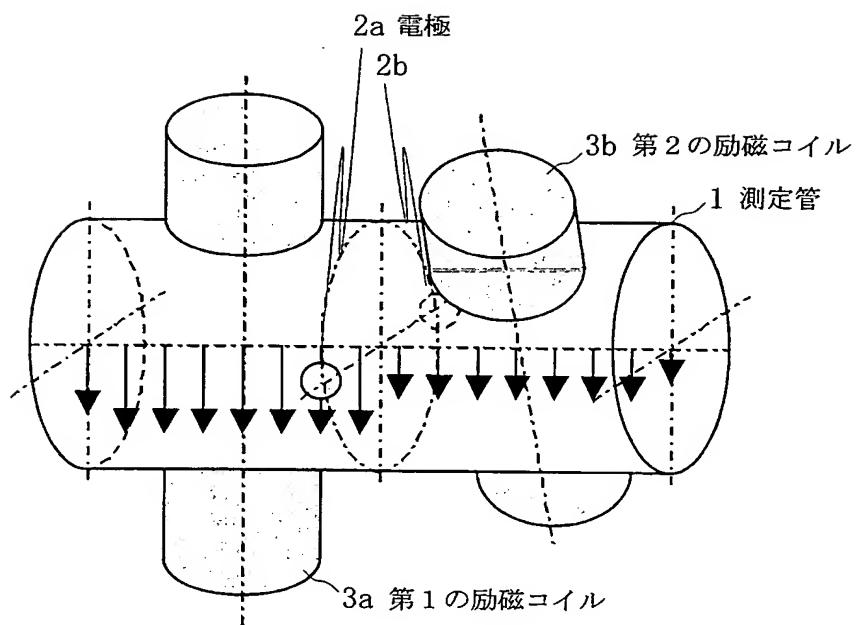
【図 6】



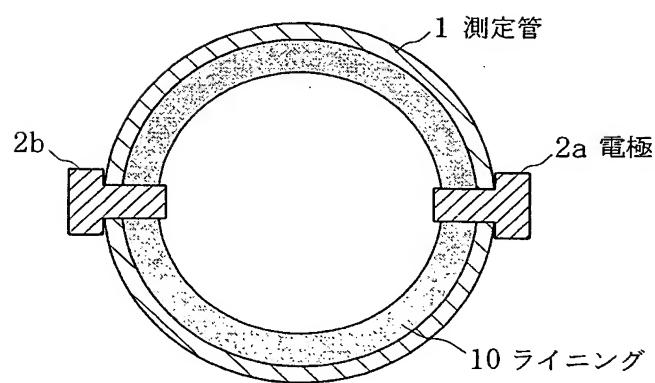
【図 7】



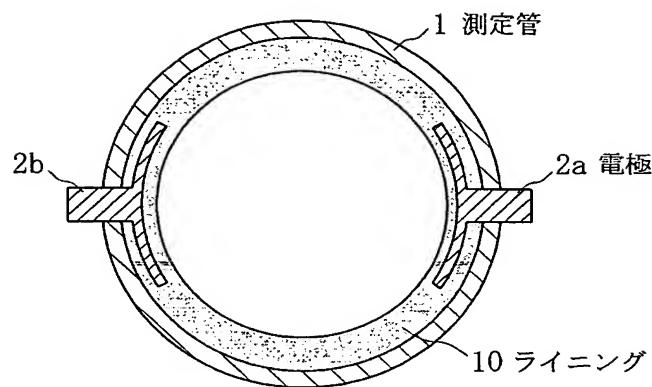
【図8】



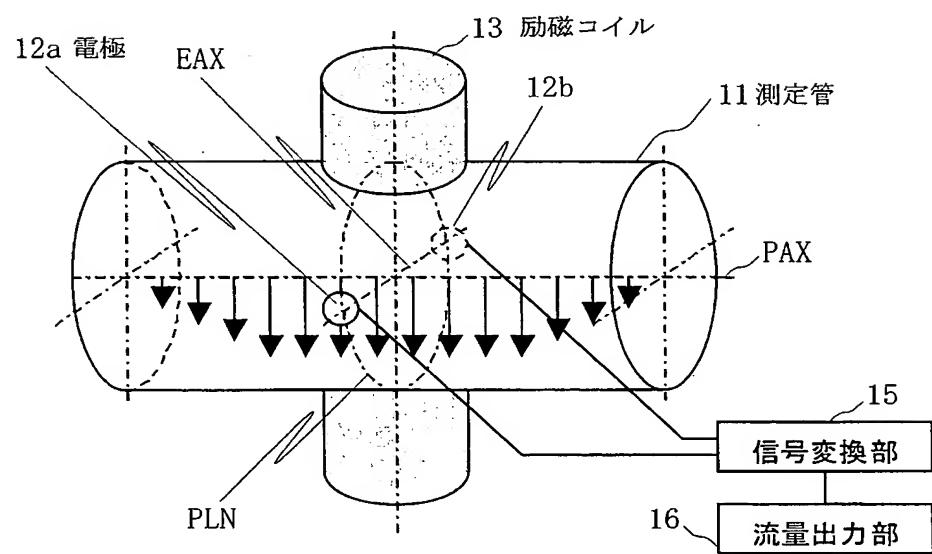
【図9】



【図 10】



【図 11】



【書類名】 要約書

【要約】

【課題】 同相成分のノイズを除去し、かつ高周波励磁を実現する。

【解決手段】 第1の励磁コイル3aは、第1の周波数の磁場を流体に印加し、第2の励磁コイル3bは、第1の周波数の搬送波を第2の周波数の変調波によつて振幅変調した磁場を流体に印加する。信号変換部5は、電極2a, 2bで検出される起電力から第1の周波数の成分を分離して振幅を求めると共に、起電力から第1の周波数と第2の周波数の和の周波数または差の周波数の成分を分離して振幅を求め、これらの振幅の比率を求める。流量出力部6は、振幅の比率に基づいて流体の流量を算出する。

【選択図】 図4

特願 2002-272914

出願人履歴情報

識別番号 [00006666]

1. 変更年月日 1990年 8月 21日

[変更理由] 新規登録

住 所 東京都渋谷区渋谷2丁目12番19号
氏 名 山武ハネウエル株式会社

2. 変更年月日 1998年 7月 1日

[変更理由] 名称変更

住 所 東京都渋谷区渋谷2丁目12番19号
氏 名 株式会社山武